



# Vorwort

Mit Schreiben vom 16.05.1994 bewilligte das VDI-Technologiezentrum Physikalische Technologien als Projektträger des damaligen Bundesministers für Forschung und Technologie (BMFT, heute BMBF) das F+E-Vorhaben "Erprobung eines SQUID-Systems zur Messung des Spannungs-/Dehnungsverhaltens von Spannstahl" unter Förderkennzeichen 13N6415.

Im Rahmen des Vorhabens galt es ein SQUID-System von der Fa. fit (Bad Salzdetfurth) zur zerstörungsfreien Erfassung der momentanen Zugkraft eines vorgespannten praxisüblichen Spannstahls anzuwenden bzw. zu erproben. Dieses Vorhaben dient als Ausgangsbasis für eine spätere in-situ Bauwerksanwendung. Die erzielten Meßergebnisse zeigen, daß ein solches Verfahren für o.g. Zweck geeignet ist.

Die Entwicklung der Versuchsstände und die Anpassung der SQUID-Meßapparatur an die vorhandenen Meßeinrichtungen gelang in enger Zusammenarbeit mit der fit, vertreten durch Prof. Hinken und Dr. Klinger. Den beiden Herren sei hierfür gedankt.

Die Verfasser möchten sich an dieser Stelle bei dem BMFT für die finanzielle Unterstützung und bei den Herren Janssen, Dierker und Schwerdtner sowie bei Frau Bartels für deren Hilfe während der Versuchsdurchführung und -auswertung bedanken.

F.S. Rostásy  
K. Hariri  
K.-H. Sprenger

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung und Problemstellung</b>	<b>1</b>
1.1 Zur Notwendigkeit der Kraftmessung von Zuggliedern in Ingenieurtragwerken . . . . .	1
1.2 Bisherige Ansätze zur Zustandserfassung von Zuggliedern . . . . .	2
1.3 Das angewandte Verfahren . . . . .	3
<b>2. Tragwerke, Zugglieder und Spannstähle</b>	<b>6</b>
<b>3. Magnetismus</b>	<b>8</b>
3.1 Grundbeziehungen des Magnetismus . . . . .	8
3.2 Elementare Prozesse der Magnetisierung, Anisotropien und Magnetisierungskurve . . . . .	9
3.3 Hysteresiskurve ferromagnetischer Materialien . . . . .	12
3.4 Magnetostriktion, magnetoelastischer Effekt und Villari-Effekt . . . . .	13
3.5 Die Magnetisierung eines Paramagnets . . . . .	15
3.6 Übertragung auf Ferromagneten und Berechnung der Hysteresisschleife .	17
3.7 Zusammenfassung der zu untersuchenden magnetischen Kenngrößen . . .	20
<b>4. SQUID als Magnetometer</b>	<b>22</b>
4.1 Der Josephson-Kontakt . . . . .	22
4.2 Flußquantisierung . . . . .	23
4.3 Quanteninterferometrie . . . . .	24
4.4 SQUID-Magnetometer . . . . .	25
4.5 Rauschverhalten von SQUID . . . . .	27
4.6 SQUID-Gradiometer . . . . .	27
4.7 SQUID-Herstellung . . . . .	27
4.8 Squid-Meßapparatur . . . . .	29
4.9 Kalibrierung des Systems . . . . .	33

<b>5. Untersuchte Werkstoffe</b>	<b>35</b>
<b>6. Zugversuche</b>	<b>38</b>
6.1 Experimenteller Aufbau . . . . .	38
6.2 Auswertevorgang . . . . .	39
6.3 Darstellung und Deutung der Meßergebnisse . . . . .	40
6.4 Experimentelle Bestimmung der Magnetostruktionskonstante . . . . .	57
6.5 Einfluß der Temperatur auf den magnetoelastischen Effekt . . . . .	60
6.6 Messungen an fünf Stellen . . . . .	70
6.7 Zusammenfassung der Zugversuche . . . . .	74
<b>7. Verpreßte Stähle</b>	<b>75</b>
7.1 Experimenteller Aufbau . . . . .	75
7.2 Darstellung und Deutung der Meßergebnisse . . . . .	76
7.3 Messungen an fünf Stellen . . . . .	82
7.4 Zusammenfassung . . . . .	84
<b>8. Zeitstandversuche</b>	<b>87</b>
8.1 Kriech- und Relaxationsstand . . . . .	87
8.2 Kriechversuche . . . . .	92
8.3 Relaxationsversuche . . . . .	92
8.4 Zusammenfassung . . . . .	97
<b>9. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>98</b>
<b>Literatur</b>	<b>100</b>

# 1. Einleitung und Problemstellung

## 1.1 Zur Notwendigkeit der Kraftmessung von Zuggliedern in Ingenieurtragwerken

Zahlreiche Tragwerke sind - ungeachtet ihrer Konstruktionswerkstoffe - dadurch gekennzeichnet, daß vorgespannte Zugglieder aus hochfesten Spannstählen einen wesentlichen Beitrag zu deren Gebrauchs- und Tragfähigkeit bilden. Hierzu einige Beispiele: Spannglieder des Spannbetonbaus, Erd- und Felsanker des Grundbaus, Mastabspannungen, Schrägseile, Wand- und Gewölbeanker historischer Konstruktionen u.a.m. Aus den o.g. Gründen ergibt sich die Notwendigkeit der Überwachung des Zustands und der Funktionsfähigkeit der Zugglieder während des Betriebes und über die Nutzungsdauer des Bauwerks. Schwere Schäden, ja sogar Einstürze, unterstreichen die zwingende Notwendigkeit der Überwachung (BÜ) von Zuggliedern. Die Bauwerksüberwachung ist ein Baustein zur Qualitätssicherung des Bauwerkes im Betrieb und für die Beurteilung seiner momentanen und künftigen Funktionsfähigkeit (Dauerhaftigkeitsvorhersage) unerlässlich.

Die Notwendigkeit der Überwachung der Tragkonstruktion von Ingenieurbauwerken und deren Elemente ist unbestritten. Normen und Leitfäden regeln das Vorgehen, s. DIN 1076 [11] und z.B. [13] FIP, obwohl hierbei noch viele Fragen unbeantwortet bleiben. Seit mehreren Jahrzehnten arbeiten Praxis und Forschung an der Entwicklung von zerstörungsarmen/-freien Methoden zur Ortung von Bewehrung und Spanngliedern im Beton, zur Messung/Charakterisierung des Zustands von Zuggliedern, Bewehrungen (Kraft, Korrosionsaktivität, etc.) und des Betons. Das gegenwärtige Schrifttum ist schier unübersehbar. Der Entwicklungsstand, aber auch die dringende Notwendigkeit von praxistauglicher Meßtechnik für die BÜ von Zuggliedern, aber auch der anderen Werkstoffe des Massivbaus ist aus den Monographien [10, 14, 23, 24, 25, 48, 51, 59] ablesbar.

Die Beurteilung des Zustands eines Zugglieds bedingt Aussagen zu folgenden Themen: momentane Zugkraft, statische und dynamische Resttragfähigkeit bzw. Brüche, Funktionsfähigkeit des Korrosionsschutzes bzw. Korrosionsaktivität. Im Rahmen dieser Forschungsarbeit steht die Messung der momentanen Zugkraft im Vordergrund. Hierfür ist dringend ein zuverlässiges Meßverfahren, das für eine Bauwerksüberwachung praxistauglich ist, zu entwickeln. Infolge vielerlei Ursachen können Veränderungen im Spannungs- und Dehnungszustand der Spannstähle eines Zuggliedes eintreten wie z.B. durch Betonkriechen, -schwinden, Baugrundverformungen, Kriechen/Relaxieren des Spannstahls sowie durch korrosiv bedingte Brüche etc.

## 1.2 Bisherige Ansätze zur Zustandserfassung von Zuggliedern

Wegen der Rolle, die vorgespannte Zugglieder für die Gebrauchs- und Tragfähigkeit von Ingenieurtragwerken spielen können, ist die Notwendigkeit deren Überwachung längst anerkannt. Erwartungsgemäß enthält das Schrifttum zahlreiche Ansätze zur Entwicklung und Anwendung von hierfür brauchbarer Meßtechnik. Im folgenden wird darüber ein knapper Überblick gegeben, wobei die Methoden zur Kraftmessung im Vordergrund stehen.

Insbesondere an Bauwerken mit hohem Schadenspotential werden zunehmend Anforderungen an eine kontinuierliche Überwachbarkeit der Zugglieder, deren Reparatur- und Ersetzbarkeit gestellt. Diese Anforderungen sind bei Tragwerken mit externer, verbundloser Vorspannung realisierbar, s. Normandie-Brücke [16]. Auch bei Zuggliedern von Mastabspannungen, Schrägkabelbrücken mit Stahl- oder Betontragwerk u.a. sind die Zuggliedkraft und die Funktionsfähigkeit des Korrosionsschutzes überwachbar [41]. Die geplante, a priori Installation von Meßtechnik ist hier prinzipiell möglich, auch wenn hierzu noch beträchtliche Forschung und Entwicklung zu leisten sind.

Große Schwierigkeiten bereiten bei älteren Spannbetontragwerken mit Vorspannung mit nachträglichem Verbund die Ortung der Spannglieder, deren Zugänglichkeit für Meßtechnik sowie Aussagen zur momentanen Zugkraft und zum Korrosionszustand. Dies gilt auch für Spannbetonfertigteile. Meist erfolgen eingehende Untersuchungen ohnehin erst im Zusammenhang mit einem Bauschaden. Wohl gelingt die Ortung der Spannglieder/Hüllrohre sowie deren Injektionsgrad zunehmend erfolgreicher durch das GPR (Ground Penetrating Radar) [35]. Die Beurteilung des Korrosionszustands der Spannstähle - auch von Brücken - erfolgt gegenwärtig i.d.R. nur über eine punktuelle Endoskopie oder eine zerstörende Öffnung der Hüllrohre. Dementsprechend ist die Aussagesicherheit gering. Die Höhe der Vorspannkraft bleibt im Dunklen. Entsprechende Aussagen treffen auch für End- und Felsanker zu, bei denen ggf. mit großem Aufwand auch im Zuge der Überwachung die momentane Ankerkraft bestimmt werden kann (z.B. durch Abhebeversuch, sofern keine Kraftmeßdose eingebaut ist). Man kommt zum Schluß, daß die Spannglieder üblicher und bestehender Tragwerke mit Vorspannung mit nachträglichem Verbund und auch Anker im Sinne eines in-situ monitoring nicht oder nur höchst unbefriedigend überwacht werden können [36, 37]. Auch die Regelüberwachung nach DIN 1076 befaßt sich letztendlich i.w. nur mit dem Zustand der "Betonhaut". Bezüglich des Monitorings von Korrosionsaktivität wird auf [49, 60] verwiesen.

Seit einigen Jahren werden zunehmend faseroptische Sensoren (Lichtwellenleiter LWL,

-sensor LWS) für die meßtechnische Überwachung von Ingenieurbauwerken eingesetzt. Dabei können LWS nicht nur zur Messung mechanischer Größen (Spannung, Dehnung, Weg), sondern auch zur Messung von Temperatur, Feuchte, pH-Wert, chemische Stoffkonzentrationen u.a.m. verwendet werden. Bezüglich der für die BÜ relevanten Eigenschaften, Sensorarten und Funktionsweisen von LWS wird auf [40, 38, 19] verwiesen. In der Bundesrepublik hat man bereits einige baupraktische Erfahrungen mit LWS gewonnen. Man hat Lichtwellenleiter als integrale Sensoren in Stäbe aus Faserverbundstoffen GFK und AFK eingebettet sowie an Spannstahllitzen appliziert. Zur Messung der Zugkraft wurde die Veränderung der Lichtdämpfung (LAM, light attenuation method) infolge Zugdehnung (microbending-Effekt) zum on-line, in-situ monitoring benutzt. Die Messung der lokalen Dehnung entlang eines Zugelements erfolgte reflektometrisch mit der OTDR (optical time domain reflectometry) [15, 30, 54, 55]. Die Weiterverfolgung dieser vielversprechenden Meßtechnik scheiterte an der mangelhaften Robustheit der Sensoren, fehlender Applikationstechnik etc. In Kanada ist ein Network für das "Intelligent Sensing for Innovative Structures" gegründet worden, das sich die Integration von LWS in CFK-Vorspannelemente zur Dauerüberwachung von sogen. "Smart Structures" vornimmt [58].

Die Literatursauswertung zeigt, daß abhängig von der meßtechnischen Fragestellung in vielen Fällen erprobte, zerstörungsarme bis -freie Verfahren zur Zustandsuntersuchung bereits verfügbar sind [32, 33]. Aber in ebenso vielen Fällen steht die Praxisbewährung noch aus, bestehen Schwierigkeiten bei der Deutung der Signale etc. fort. Die meisten Techniken sind zeitpunktuell- und schadensorientiert, nur wenige sind für das on-line monitoring konzipiert. Insbesondere für die Dauerüberwachung hochbeanspruchter Zugglieder ist die Entwicklung und Erprobung von robusten, langzeitstabilen und für das on-line monitoring geeigneten Techniken notwendig, mit denen die momentane Kraft, eine ggf. vorhandene Korrosionsaktivität u.a.m. erfaßt werden kann.

### 1.3 Das angewandte Verfahren

Die in der Praxis gebräuchlichen Spannstähle (s. Abschnitt 2) unterscheiden sich u.a. hinsichtlich Legierungselementen, Gefügestand, Herstellverfahren und Geometrie. Das mechanische Verhalten wird somit von einer inhärenten, spannstahlspezifischen magnetostriktiven Dehnung geprägt. Diese Eigenschaft und deren Koppelung an die mechanische Dehnung des Spannstahls bildet die Grundlage der für dieses Vorhaben gewählte SQUID-Technik. Mit hochempfindlichen SQUID-Sensoren ist die magnetostriktive Dehnung zu erfassen und an die mechanische Beanspruchung zu knüpfen. Ziel der Arbeit

war es, die notwendigen Erprobungsuntersuchungen an Spannstählen im Labormaßstab durchzuführen, um somit die Ausgangsbasis für spätere Bauwerksanwendungen zu schaffen. Daher wurden in dehnungskontrollierten Zug-, Kriech- und Relaxationsversuchen die Änderungen der spezifischen magnetischen Eigenschaften direkt an der Probe gemessen. Daran anschließend wurden Spannstähle, die im gespannten Zustand in Beton- dehnkörpern eingebettet waren, unter Kurzzeitbeanspruchungen mit unterschiedlichen Ankopplungen an den Beton untersucht.

SQUIDS wurden deshalb ausgewählt, weil sie die höchste Felddauflösung bei einer vergleichsweise hohen Ortsauflösung bieten. Betrachtet man das in Abbildung 1 dargestellte Qualitätsmaß unterschiedlicher Magnetfelddetektoren  $FM$  — Figure of Merit — für Abtastaufnahmen, so ist die Überlegenheit beispielsweise gegenüber konventioneller Fluxgates eindeutig.  $FM$  wird definiert als das Verhältnis  $\Phi_0$  zu  $B_{min} \cdot A_{min}$ , wobei  $\Phi_0$  das magnetische Flußquantum,  $B_{min}$  die magnetische Flußdichte und  $A_{min}$  die kleinstmöglich auflösbaren lateralen Flächen darstellen.

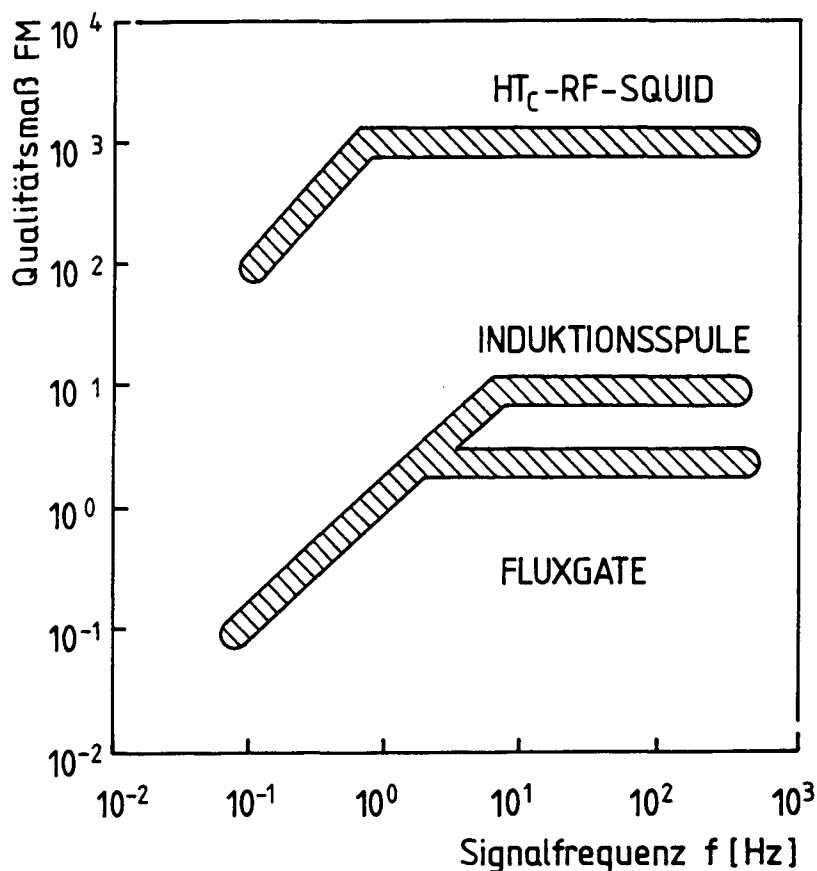


Abbildung 1: Qualitätsmaß  $FM$  zur magnetischen Abtastung kommerziell erhältlicher Magnetometer

Obwohl SQUID-Sensoren schon über dreißig Jahre bekannt sind, konnten sie bislang nur



vereinzelt Anwendung in der Materialprüfung finden. Dies begründet sich im sehr hohen erforderlichen Kühl- und räumlichen Aufwand, um die Sensoren bei der Temperatur des flüssigen Heliums betreiben zu können. Mit der Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter (HTSL), die wie beispielsweise  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  bereits bei 93 K also weit oberhalb der Siedetemperatur des flüssigen Stickstoffes ihren elektrischen Widerstand verlieren, eröffneten sich neue Anwendungsgebiete, wie sie im Rahmen der hier vorliegenden Forschungsarbeit dargestellt werden. HTSL-SQUIDs bieten eine relativ einfache Handhabung, insbesondere was die erforderliche Kühleinrichtung anbelangt. Hierdurch konnten die Abmessungen der Meßsysteme verringert und die Betriebskosten gesenkt werden.

Im Rahmen der hier vorliegenden Forschungsarbeit wird zunächst auf die Motivation des Vorhabens eingegangen, d.h. es werden die Grundsätze der Vorspannung wiedergegeben. Im Anschluß gilt es die Grundlagen des Magnetismus vorzustellen, insbesondere die Phänomene der Magnetisierung und der Magnetoelastik. Die Beschreibung der SQUID als Magnetometer und das vorhandene SQUID-System folgt. Anschließend werden die Meßapparaturen und das Probenmaterial vorgestellt. Schließlich erfolgt eine detaillierte Darstellung und Deutung der erzielten Meßergebnisse. Hier wird auf Zug-, Kriech- und Relaxationsversuche an nackten und in Beton eingebetteten Stäben eingegangen. Auch der Temperatureinfluß auf die Meßmethode wird untersucht. Dieser Bericht wird mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick abgeschlossen.

## 2. Tragwerke, Zuglieder und Spannstähle

Es wird um Verständnis gebeten, wenn an dieser Stelle nur ein knapper Überblick über die o.a. Themen gegeben werden kann.

Vorgespannte Zuglieder werden bei vielen Tragkonstruktionen angewandt. Letztendlich wird durch sie in das Tragwerk gezielt ein Eigenkraftzustand eingeprägt, der sowohl das Verformungsverhalten als auch die Gesamttragfähigkeit des Bauwerks in gewünschter Weise beeinflusst.

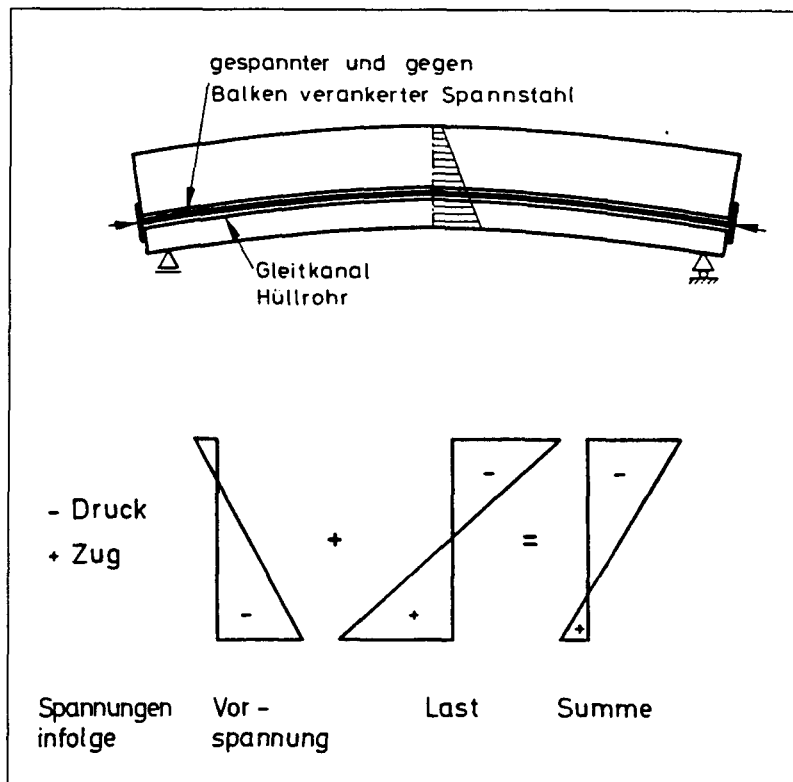


Abbildung 2: Wirkungsweise der Vorspannung

Eine Bauart, die sozusagen von vorgespannten und hochfesten Zuggliedern "lebt" ist der Spannbeton. Dort spricht man von Spanngliedern. Bei entsprechender Vorspannkraft und Spanngliedführung im Bauteil kann den Spannungen, Verformungen und einer Rißbildung infolge Eigen-, Nutzlasten und extern verursachten Zwängen entgegen gewirkt werden. Abbildung 2 nach F.S. ROSTÁSY [43] zeigt die Idee des Spannbetons. Vor dem Aufbringen einer äußeren Last wird der Balken im Bereich der schwachen Zugzone vorgeedrückt. Diese Vorspannung erfolgt über zwei Verankerungen. Der Spannstahl

ist an einem Balkenende während des ganzen Spannvorgangs verankert. Am anderen Ende wird der Spannstahl gegen den Balken gespannt und anschließend verankert. Die eingeprägte Druckspannung wird durch Aufbringen von Zugspannungen im Gebrauchszustand partiell aufgezehrt. Ist die Vorspannung bedingungsgemäß eingestellt, so bleibt der Balken im Gebrauch ungerissen.

Sowohl beim Spannbeton mit sofortigem Verbund (Fertigteile) als auch beim Spannbeton mit nachträglichem Verbund (Hüllrohre werden nach dem Vorspannen der Zugglieder mit Zementmörtel injiziert) ist die Überwachung der Zugglieder erschwert. Nicht so bei der sogenannten externen Vorspannung von Betontragwerken, bei denen die Zugglieder zugänglich sind.

Die Anwendung von vorgespannten Zuggliedern ist beileibe nicht nur auf Betonbauwerke beschränkt. Sie werden auch für stählerne und hölzerne Dachtragwerke, Seilnetzdächer, Mastabspannungen, für Erd- und Felsanker, Schrägseilbrücken und für v.a.m. eingesetzt.

Für Zugglieder werden i.a. zugelassene Spannstähle verwendet. Dazu eignen sich u.a. hochfeste Spannstähle, um den Zuggliedquerschnitt zu minimieren. Zudem lassen sich bei hohen Stahlzuspannungen geringfügige Spannungsänderungen z.B. infolge von Kriechen und Schwinden des Betons ohne zu großen Kraftverlust ertragen. Aus diesen Gründen haben sich Spannstähle mit Streckgrenzen von 1300 bis 1700 MPa als geeignet erwiesen. In Abhängigkeit von der angestrebten Festigkeitsklasse werden zur Spannstahlherstellung unterschiedliche Technologien angewandt. So werden Stähle im Streckgrenzenbereich von 1300 bis 1500 MPa als vergütete Werkstoffe hergestellt. Im Gegensatz dazu sind Stähle mit Streckgrenzen zwischen 1500 und 1700 MPa kaltgezogene und stabilisierte Stähle mit hochtexturiertem Perlitgefüge.

In Zusammenhang mit der SQUID-Messung der magnetostriktiven Dehnung ist der Gefügezustand des Spannstahls ein sehr wichtiger Parameter.

## 3. Magnetismus

### 3.1 Grundbeziehungen des Magnetismus

Die magnetische Feldgröße  $\vec{H}$  ist die Auswirkung eines elektrischen Stromes in einer Spule. Ist die Spule im Innern materiefrei, lang und schmal, so ist der Zusammenhang zwischen Magnetfeld und durchfließendem Strom linear. Der Feldstärkenvektor  $\vec{H}$  zeigt in Achsrichtung der Spule.

Die Wirkung eines Magnetfeldes wird über die Kraftwirkung  $\vec{F}$  der magnetischen Flußdichte bzw. magnetischen Induktion  $\vec{B}$  auf eine bewegte Punktladung  $Q$  charakterisiert:

$$\vec{F} = Q (\vec{v} \times \vec{B}), \quad (1)$$

wobei  $\vec{v}$  die Geschwindigkeit der Punktladung darstellt.

Die magnetische Flußdichte  $\vec{B}$  und die magnetische Feldstärke  $\vec{H}$  sind im materiefreien Raum durch die Beziehung

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (2)$$

verknüpft, mit  $\mu_0$  als Vakuumpermeabilität bzw. magnetischer Feldkonstanten. In einem idealen Material, in dem die Materialgrößen unabhängig von der Größe des magnetischen Feldes sind, gilt

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \cdot \vec{H}, \quad (3)$$

hierin ist  $\mu_r$  die relative Permeabilität.

Im materiegefüllten Raum ist die rechte Seite obiger Gleichung unvollständig. Es ist ein Anteil  $\mu_0 \cdot \vec{M}$  zu addieren, der von den magnetischen Eigenschaften des Füllmaterials herrührt. Die Größe  $\vec{M}$  ist die sogenannte Magnetisierung. Sie ist gegeben durch das angelegte magnetische Moment pro Volumeneinheit. Das Produkt  $\mu_0 \cdot \vec{M}$  wird als Polarisation  $\vec{J}$  bezeichnet und es gilt

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J}. \quad (4)$$

Die magnetische Polarisation hat die gleiche Dimension wie die magnetische Induktion. Im Gegensatz zu Dauermagneten besteht bei weichmagnetischen Werkstoffen praktisch nahezu kein Unterschied zwischen  $\vec{B}$  und  $\vec{J}$ .

Die magnetische Flußdichte, die über einem Ring der Fläche  $A$  aufsummiert wird, definiert man als Fluß  $\Phi$ :

$$\Phi = \int_A \vec{B} \cdot d\vec{A}. \quad (5)$$

### 3.2 Elementare Prozesse der Magnetisierung, Anisotropien und Magnetisierungskurve

Aufgrund der sehr hohen Kopplungskräfte benachbarter Atome zeichnet sich ein magnetisches Material durch das Vorhandensein von makroskopischen Zonen mit ausgerichteter Magnetisierung aus. Die Nachbarbereiche unterliegen ebenfalls einer solchen Ausrichtung, die magnetischen Momente zeigen jedoch in andere Richtungen. Im Mittel über den ganzen Probekörper ist das magnetische Moment Null, es tritt keine Gesamtmagnetisierung nach außen. Die Elementarbereiche der spontanen Magnetisierung heißen Weißsche Bezirke; je nach Material haben sie eine Ausdehnung zwischen 0.1 bis 0.001 mm<sup>3</sup>. Die jeweilige Ausrichtung der magnetischen Momente erfolgt mittels Austauschkopplung durch Überlappung der Elektronenbahnen benachbarter Atome. Dieses gilt nur für unvollständig besetzte 3d-Schalen (wie z.B. Eisen, Nickel und Kobalt), da sich die magnetischen Spinmomente nicht aufheben. Die Richtungen der spontanen Magnetisierung sind nicht völlig frei wählbar. In der Regel ergeben sich durch die Wechselwirkung zwischen magnetischen Momenten und Kristallgitter nur wenige Richtungen. Zudem ist zu beachten, daß an der Grenze von einem Bereich zum Nachbarbereich ebensoviele magnetische Momente auf der einen Grenzseite hinzeigen, wie auf der anderen Seite wegzeigen. Magnetisierungslinien dürfen weder verschwinden noch erzeugt werden (die MAXWELL-Forderung  $\text{div } \vec{B} = 0$  muß gelten). Die Trennflächen zwischen den einzelnen Bereichen werden als Blochwände bezeichnet. Es handelt sich um eine Schicht endlicher Dicke in der Größenordnung einiger hundert Atomdurchmesser, in der die Orientierung der Magnetisierung ausgehend von der Vorzugsrichtung des einen Bezirkes kontinuierlich schraubenförmig in die Richtung des anderen übergeht. Hierbei treten Drehungen gegenüber den wirkenden Kopplungskräften auf. Daher ist eine Blochwand mit einem gewissen Energiegehalt versehen.

An dieser Stelle soll nun auf die Anisotropien eingegangen werden, die das magnetische Verhalten eines zu magnetisierenden Metalls prägen. Teilweise sind sie unerwünscht, weil sie die magnetischen Materialeigenschaften verschlechtern. Im folgenden wird die Vorstellung der Anisotropien auf diejenigen beschränkt, die bei einem Spannstahl vorzufinden sind. Es sind die Kristall-, die induzierten und die Spannungsanisotropien.

Wie auch die mechanischen Eigenschaften sind die magnetischen Eigenschaften stark von der Kristallorientierung abhängig. Dies ist leicht zu verstehen, wenn man bedenkt, daß die atomaren Abstände und somit die Wechselwirkungen gitterstrukturabhängig sind. Die Auswirkungen der Kristallanisotropie sind teilweise Vorzeichenwechsel der Magnetostriktion usw. Die Kristallanisotropie, die zu Vorzugsrichtungen in der Magnetisierung führt, hängt bei praxisüblichen, polykristallinen Werkstoffe stark von deren Textur ab. Die Kristallanisotropie ist mit einer Kristallenergiedichte zu verknüpfen, die nötig ist, um die Magnetisierungsvektoren aus der bevorzugten leichten in die schwere Richtung zu drehen. Die Kristallenergiedichte wird durch die stark temperaturabhängigen Materialkonstanten  $K_0$ ,  $K_1$  und  $K_2$  in folgender Beziehung nach [29] (für kubische Kristalle) geprägt:

$$w_K = \left[ K_0 + K_1 \cdot (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2) + K_2 \cdot (\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) + \dots \right] \cdot \cos^2 \varphi = k_K \cdot \cos^2 \varphi. \quad (6)$$

In dieser Gleichung beschreiben  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  und  $\alpha_3$  die Richtungskosini zwischen Magnetisierungsrichtung und Kristallachsen. Die höheren Glieder der Reihenentwicklung werden vernachlässigt.  $K_0$  ist die Energiedichte, die zur Magnetisierung in der Achse [0001] erforderlich ist. Die Anteile der einzelnen Kristallrichtungen werden im Term  $k_K$  zusammengefaßt, da letztere ebenso eine Materialkonstante darstellt.

Desweiteren ist i.a. die Formanisotropie zu beachten, bei der die Probenform einen wichtigen Einfluß auf die Koerzitivfeldstärke übt. Diese Eigenschaft ist jedoch im hier untersuchten Fall nicht von großer Bedeutung, da die Form der Proben über das Vorhaben hinweg gleich bleibt. Es werden nur "lange" Stäbe untersucht.

Nachträglich können einachsige Anisotropien durch Temperaturbehandlung bzw. durch Eigenspannungen induziert werden. Diese Form der Anisotropie ist etwa der Kristallanisotropie gleichzustellen. Es sind zwar andere Ursachen, die Wirkung ist jedoch vergleichbar. Es erfolgt eine Neuorientierung in der Gitterstruktur, die zu einer Vorzugsrichtung der Magnetisierung führt. Formal werden die sogenannten induzierten Anisotropien mit einer Energiedichte

$$w_u = k_u \cdot \cos^2 \varphi \quad (7)$$

beschrieben, wobei  $k_u$  die uniaxiale Anisotropiekonstante darstellt, deren Vorzeichen festlegt, ob sich die Vorzugsrichtung parallel oder senkrecht zur Feldrichtung befindet.

Eine weitere wichtige zu beachtende Anisotropie stellt die Spannungsanisotropie dar. Hierunter ist das Entstehen einer Vorzugsrichtung unter mechanischem Zug zu verstehen. Zur Bestimmung der Spannungsanisotropieenergiedichte benötigt man die Energiedichte, die aufgewendet werden muß, um die Magnetisierung gegen eine mechanische Spannung

$\sigma$  um  $90^\circ$  zu drehen. Bei Änderung der Feldrichtung um  $90^\circ$  beträgt die Längenänderung des Körpers nach E. KNELLER [29]  $3\lambda_S/2$  ( $\lambda_S$  ist die Sättigungsmagnetostruktionskonstante). Auf  $\lambda_S$  wird im weiteren näher eingegangen. Unter der Voraussetzung des konstanten Körpervolumens verlängert sich der Körper um  $\Delta l$  bei Magnetisierung in Längsrichtung und bei Magnetisierung in Querrichtung wird der Körper um  $\Delta l/2$  kürzer. Die bei der Ummagnetisierung um  $90^\circ$  gegen die Zugspannung auftretende Energiedichte beträgt dann

$$w_\sigma = \frac{3}{2}\lambda_S \cdot \sigma. \quad (8)$$

Für die winkelabhängige Spannungsanisotropieenergiedichte gibt G. HEBER [21] an:

$$w_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda_S \cdot \sigma \cdot \cos^2 \varphi. \quad (9)$$

Der Energieanteil bewirkt, daß sich der Vektor  $\vec{M}$  der Magnetisierung im ferromagnetischen Material bei Anlegen einer äußeren Spannung entweder parallel (für  $\lambda_S > 0$ ) oder senkrecht ( $\lambda_S < 0$ ) zur Richtung dieser Spannung einstellt.

Legt man nun ein künstliches Magnetfeld an, richten sich die magnetischen Momente des ansonsten nach außen im ganzen unmagnetisierten Materials in Richtung des Magnetfeldes aus. Die magnetische Polarisierung nimmt eine maximale Größe, die Sättigungspolarisation, an. Aufgrund der unterschiedlichen Prozesse, die während der Magnetisierung stattfinden, ist der Zusammenhang zwischen Polarisierung und Magnetfeld nicht linear. Bei Erstmagnetisierung eines Ferromagnetens finden zunächst — siehe Bereich A in Abb. 3 — reversible Verschiebungen der Blochwände zwischen den jeweiligen Domänen statt. Im Bereich B treten irreversible Wandverschiebungen und irreversible Drehprozesse sowie im Bereich C reversible Drehungen der Vorzugsrichtung der Weißschen Bezirke auf.

Die Beweglichkeit einer Blochwand ist ihre wichtigste Eigenschaft. Sie stellt ein Maß für die Magnetisierbarkeit des Materials dar. Strukturelle Inhomogenitäten wirken als Haftstellen — sogenannte Pinningzentren — für die Blochwände und erschweren damit deren Bewegung. Die zuvor beschriebenen magnetischen Anisotropien erhöhen die Blochwandenergie durch Stören der Drehprozesse. Daher interessiert in solchen Fällen die Wechselwirkung zwischen Blochwänden und Strukturfehlern bzw. Defekten.

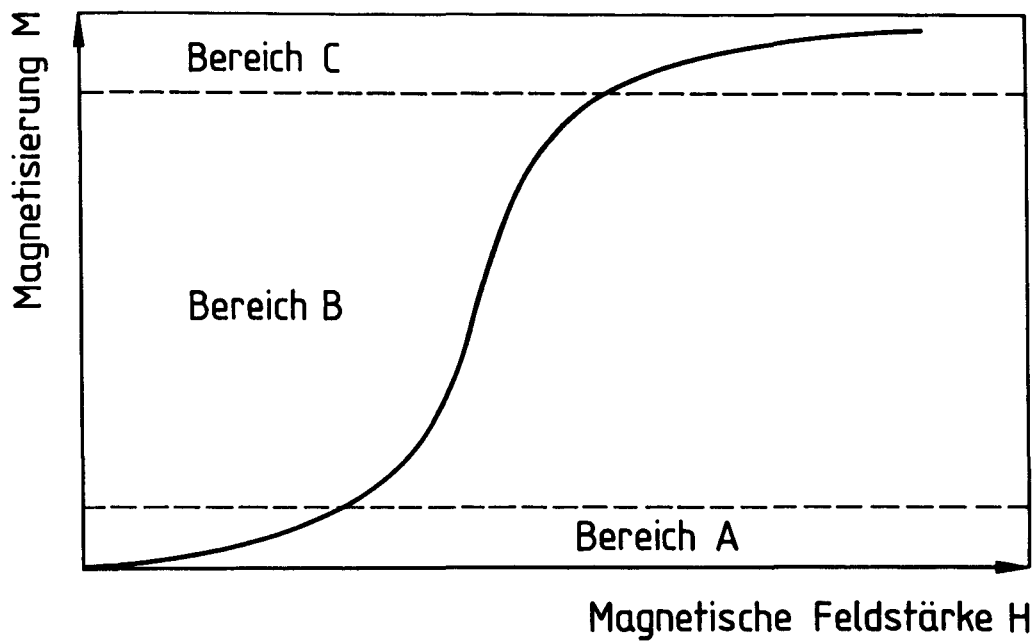


Abbildung 3: Magnetisierungskurve eines Ferromagneten

### 3.3 Hysteresiskurve ferromagnetischer Materialien

Die o.g. irreversiblen Prozesse im Bereich B der Magnetisierungskurve führen zu einer Hysteresiskurve, da aufgrund der Verminderung des erforderlichen  $\vec{H}$ -Feldes die Magnetisierungskurve nicht mehr auf der ursprünglichen Kurve verläuft. Die entsprechend entstehende Magnetisierungskurve ist in Abb. 4 dargestellt. Vom pauschal unmagnetisierten Zustand ausgehend wächst die Flußdichte  $B$  mit der Feldstärke  $H$ . Vermindert man die Feldstärke nach Erreichen der Sättigung  $B_S$  auf den Wert 0, so geht  $B$  nicht auf 0 zurück, sondern erreicht einen positiven Wert  $B_R$ , der als Remanenz bezeichnet wird.  $B$  verschwindet erst nach Erreichen einer negativen Feldstärke  $-H_C$ , der Koerzitivfeldstärke. Bei weiterer Steigerung der magnetischen Feldstärke kommt man zur negativen Flußdichte  $-B_S$ . Erhöht man anschließend wieder in positiver Richtung, so erreicht die Kurve erneut den positiven Sättigungswert  $B_S$ . Der Kurvenzug umschließt die sogenannte Hysteresefläche, die ein Maß für die als Magnetisierungsarbeit in Wärme umgesetzte Energie  $W_V = \oint B(H) \cdot dH$  darstellt. Auf die mathematische Formulierung der Prozesse während der magnetischen Hysterese wird später näher eingegangen.



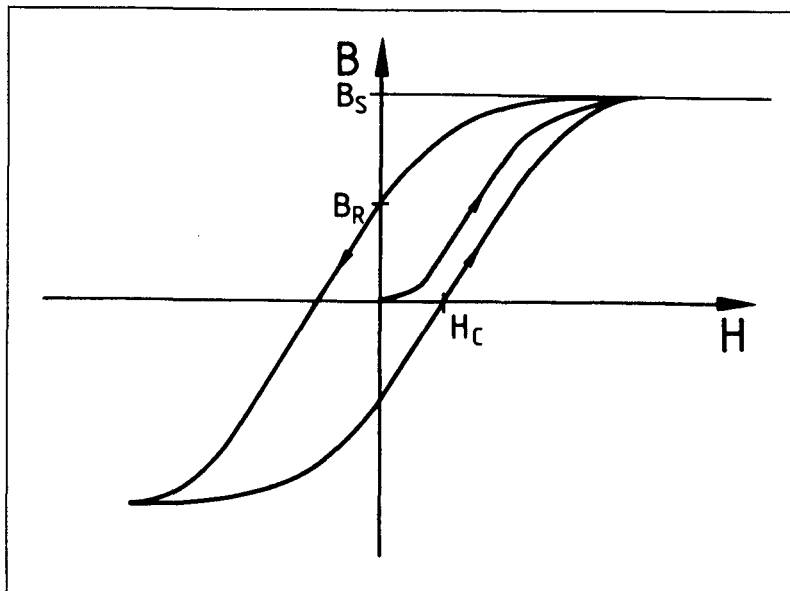


Abbildung 4: Typische Hysteresiskurve mit Neumagnetisierung

### 3.4 Magnetostriktion, magnetoelastischer Effekt und Villari-Effekt

Die Zusammenhänge zwischen den elastischen Eigenschaften ferromagnetischer Materialien und deren Magnetisierung werden als magnetoelastische Effekte zusammengefasst. An dieser Stelle wird nur auf die Magnetostriktion und auf den dieser Forschungsarbeit zugrundeliegenden magnetischen Zügeffekt eingegangen.

Ein magnetostriktives Material ändert seine Abmessungen bei einer Magnetisierung. Die Dimensionsänderung lässt sich in zwei Prozesse zerlegen: die volumeninvariante Gestaltsänderung — die Gestaltmagnetostriktion — und die gestaltsinvariante Volumenänderung — die Volumenmagnetostriktion. Die Volumenmagnetostriktion hat bei den meisten technisch eingesetzten Werkstoffen verschwindend kleine Werte. Es überwiegt die Gestaltmagnetostriktion. Die maximal erreichbaren Dehnungen der üblichen Ferromagnetika liegen zwischen  $-35 \cdot 10^{-6}$  und  $100 \cdot 10^{-6}$ . Es existieren Materialien mit deutlich höheren Magnetostruktionskoeffizienten, die sogenannten "Giant-magnetostrictive" Materialien aus seltenen Erden, wie z.B. das Terfenol-D, die Werte bis mehrere 10% erreichen. Eine industrielle Anwendung ist durchaus denkbar.

Die Ursache für die Magnetostriktion ist in der Kopplung zwischen Spinmoment und Elektrobahnen zu finden. Da die Kopplungskräfte schwach sind, können diese leicht durch magnetfeldinduzierte Kräfte überwunden werden. Abb. 5 stellt nach [7] die Wechselwirkung zwischen Spin-Bahn-Kopplung und Magnetostriktion schematisch dar. Ge-

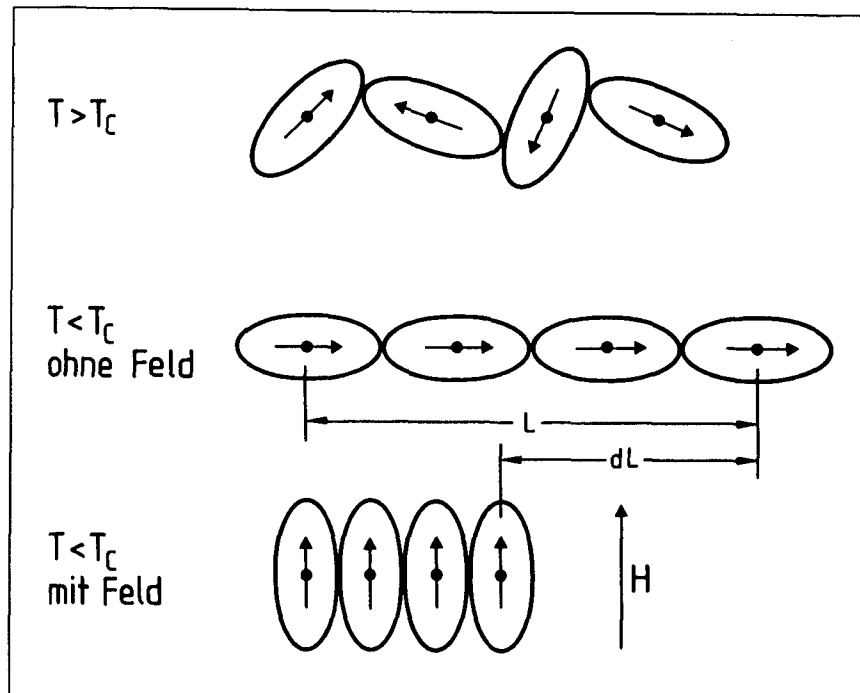


Abbildung 5: Schematische Darstellung der Vorgänge bei der Magnetostriktion. Die Pfeile stellen die resultierenden magnetischen Momente der Atome und die Ellipse den von den Elektronenbahnen eingenommenen Bereich dar.

kennzeichnet sind die Atomkerne mit den zugehörigen elliptischen Elektronenbahnen. Die Pfeile stellen die Richtungen der resultierenden Spinmomente dar. Oberhalb der Curie-Temperatur  $T_C$  (bei Eisen beträgt  $T_C = 744^\circ\text{C}$ ) im paramagnetischen Zustand sind die Spinmomente nicht ausgerichtet. Der Zustand paralleler Spinmomente herrscht unterhalb der Curie-Temperatur. Legt man ein Magnetfeld an, so richten sich die Spinmomente und somit die elliptischen Elektronenbahnen in Richtung des Magnetfeldes  $\vec{H}$  aus. Die Abstände zwischen den Atomen verringern sich. Man mißt eine Wegverkürzung.

Im Gegensatz zur Magnetostriktion versteht man unter dem magnetoelastischen Zugeffekt die Tatsache, daß ein ferromagnetisches, auf Zug belastetes Material seine magnetischen Eigenschaften in Richtung der elastischen Beanspruchung verändert. Der Einfluß einer mechanischen Zugspannung auf die Hysteresekurve ist in Abb. 6 dargestellt. Die anfangs steile Hysteresekurve einer Kobaltlegierung wird mit zunehmender Zugspannung flacher. Die Permeabilität  $\mu$  entspricht der Definition nach der Steigung der Hysteresekurve.  $\mu$  sinkt bei negativer Magnetostriktion mit zunehmender Spannung, wobei nach J. SEEKIRCHER [50] der Zusammenhang zwischen  $\mu$  und Zugspannung nicht linear verläuft, sondern exponentiell fällt. Ähnliches gilt für die Remanenz und für die Koerzi-

tivkraft. Betrachtet man eine Kombination dieser magnetischen Kenngrößen, so sind die Zusammenhänge zwischen mechanischer Beanspruchung und magnetischen Kenngrößen genauer zu charakterisieren.

E. VILLARY [52] entdeckte bei seinen Versuchen, daß sich ein Eisenstab bei schwachen Magnetfeldern verlängert, sich aber nach Erreichen einer bestimmten Magnetisierungsfeldstärke verkürzt. Diese Erscheinung erklärt den Vorzeichenwechsel der Magnetostraktion von Eisen.

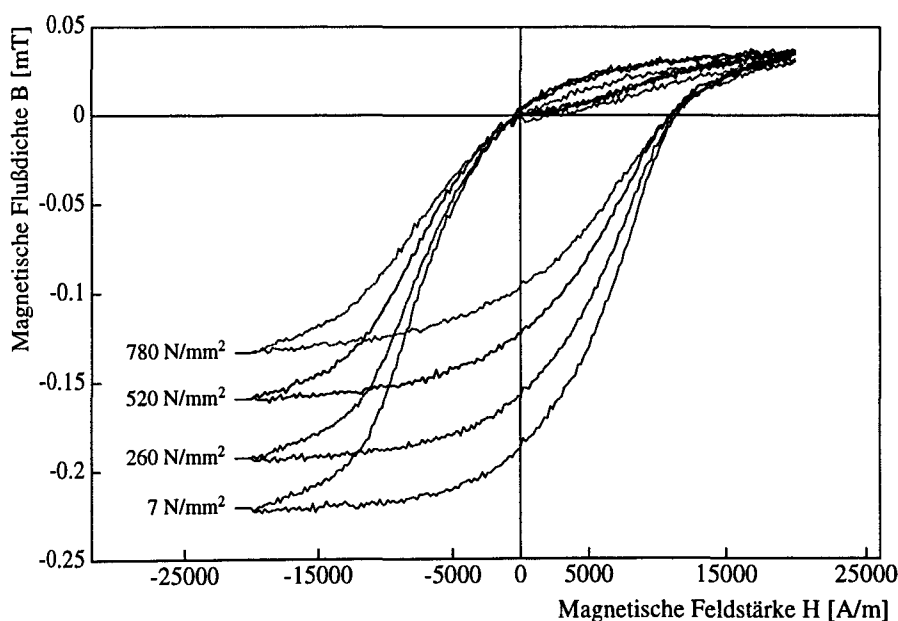


Abbildung 6: Einfluß einer mechanischen Zugspannung auf den Verlauf der Hysteresiskurve eines Spannstahls

### 3.5 Die Magnetisierung eines Paramagnets

Die Magnetisierung von Paramagneten wird nach der Theorie von P. LANGEVIN [34] beschrieben. Hier wird von Atomen oder Molekülen ausgegangen, von denen jedes Teilchen dasselbe resultierende magnetische Moment besitzt, d.h. die Wechselwirkungen zwischen den Atomen vernachlässigt werden. Bei Anlegen eines Magnetfeldes richten sich die Momente in Feldrichtung aus. Die thermische Atombewegung wirkt jedoch entgegengesetzt und unterstützt die zufällige Verteilung der Momente.

Wenn bei einem Volumen aus  $N$  Atomen mit einem magnetischen Moment  $M$  eine magnetische Feldstärke  $H$  im Winkel  $\varphi$  zum Dipolmoment wirkt, so erfährt jedes Teilchen

ein Drehmoment  $M_D$  gemäß

$$M_D = |\vec{m} \times \vec{B}| = \mu_0 \cdot H \cdot m \cdot \sin \varphi. \quad (10)$$

Dies führt zu einer potentiellen Energie der Form

$$E_{\text{pot}} = - \int_{\varphi_0}^{\varphi} M_D \cdot d\varphi = E_0(\varphi_0) - \mu_0 \cdot m \cdot H \cdot \cos \varphi. \quad (11)$$

Entsprechend der Boltzmann-Statistik ergibt sich die thermische Verteilung im Raumwinkel  $d\Omega = 2\pi \sin \varphi \cdot d\varphi$  zu

$$n(\varphi) \cdot d\varphi = 2\pi \cdot n_0 \cdot \exp\left(\frac{m \cdot \mu_0 \cdot H \cdot \cos \varphi}{k_B T}\right) \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi, \quad (12)$$

wobei  $k_B$  die Boltzmann-Konstante darstellt.  $n_0$  erhält man durch

$$\begin{aligned} N &= \int_0^\pi n(\varphi) \cdot d\varphi \\ &= 2\pi \cdot n_0 \cdot \int_0^\pi \exp\left(\frac{m \cdot \mu_0 \cdot H \cdot \cos \varphi}{k_B T}\right) \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi \\ &= 2\pi \cdot n_0 \cdot \frac{k_B T}{m \cdot \mu_0} \cdot \left[ \exp\left(-\frac{m \cdot \mu_0 \cdot H}{k_B T}\right) - \exp\left(\frac{m \cdot \mu_0 \cdot H}{k_B T}\right) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

In Feldrichtung ergibt sich die Polarisation  $J$  durch Integration über alle Spins im betrachteten Volumen. Eine Gewichtung der Orientierung erfolgt in Feldrichtung. Die Projektion auf die Feldrichtung entspricht einer Multiplikation der oberen Zusammenhänge mit  $\cos \varphi$ , d.h.

$$\begin{aligned} J &= \int_0^\pi \mu_0 \cdot m \cdot \cos \varphi \cdot n(\varphi) \cdot d\varphi \\ &= \mu_0 \cdot m \cdot N \cdot \frac{\int_0^\pi \exp\left(\frac{m \cdot \mu_0 \cdot H \cdot \cos \varphi}{k_B T}\right) \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi \cdot d\varphi}{\int_0^\pi \exp\left(\frac{m \cdot \mu_0 \cdot H \cdot \cos \varphi}{k_B T}\right) \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi} \\ &= \mu_0 \cdot m \cdot N \cdot \left[ \frac{\exp\left(\frac{m \cdot \mu_0 \cdot H}{k_B T}\right) + \exp\left(\frac{m \cdot \mu_0 \cdot H}{k_B T}\right)}{\exp\left(\frac{m \cdot \mu_0 \cdot H}{k_B T}\right) - \exp\left(\frac{m \cdot \mu_0 \cdot H}{k_B T}\right)} - \frac{1}{\frac{\mu_0 \cdot m \cdot H}{k_B T}} \right] \\ &= \mu_0 \cdot m \cdot N \cdot \left[ \coth\left(\frac{\mu_0 \cdot m \cdot H}{k_B T}\right) - \frac{1}{\frac{\mu_0 \cdot m \cdot H}{k_B T}} \right] \\ &= \mu_0 \cdot m \cdot N \cdot \mathcal{L}\left(\frac{\mu_0 \cdot m \cdot H}{k_B T}\right), \end{aligned} \quad (14)$$

mit der Funktion nach P. LANGEVIN

$$\mathcal{L}\left(\frac{\mu_0 \cdot m \cdot H}{k_B T}\right) = \coth\left(\frac{\mu_0 \cdot m \cdot H}{k_B T}\right) - \frac{1}{\frac{\mu_0 \cdot m \cdot H}{k_B T}} \quad (15)$$

Schätz man  $\mathcal{L}(X) = X/3$  ab, so gilt

$$J = \mu_0 \cdot m \cdot N \cdot \frac{\mu_0 \cdot m \cdot H}{3k_B T} = \frac{\mu_0^2 \cdot m^2 \cdot N}{3k_B T} \cdot H. \quad (16)$$

Diese Vereinfachung verifiziert das Curie-Gesetz der Suszeptibilität  $\chi$

$$\chi = \frac{J}{\mu_0 \cdot H} = \frac{\mu_0 \cdot m^2 \cdot N}{3k_B T}. \quad (17)$$

### 3.6 Übertragung auf Ferromagneten und Berechnung der Hysteresisschleife

Die Beschreibung nach P. LANGEVIN gilt ebenfalls für Ferromagneten mit idealer Struktur. Sie erfaßt jedoch nicht die Wechselwirkung mit den Kristallgitterfehlern. Diese Formulierung ist somit nicht ausreichend, um das Magnetisierungsverhalten unter mechanischer Beanspruchung zu beschreiben, da die Hysteresekurve nicht vollständig beschrieben wird. Dies gelingt näherungsweise mittels des im folgenden dargestellten Dipolmodells. Mit Hilfe des Dipolmodells besteht die Möglichkeit, den Magnetisierungsvorgang eines zugbeanspruchten Materials anhand der zuvor beschriebenen Energiedichten zu modellieren. Der Ansatz geht davon aus, daß die mittlere freie Energie eines Dipols bestrebt ist, ein Minimum anzunehmen. Voraussetzung ist die gegenseitige Kompensation der Dipole senkrecht zur Feld- und zur Zugspannungsrichtung. Der Winkel  $\varphi$  zwischen Polarisationsrichtung eines Dipols und der Feldrichtung wird über das Minimum der magnetischen Energiedichte bestimmt, da letzteres den energetisch stabileren Zustand beschreibt. Die gesamte magnetische Energiedichte ist die Summe aus potentieller Energiedichte und der oben beschriebenen Anisotropieenergiedichte, der Kristall-, der induzierten und der Spannungsanisotropieenergiedichte:

$$w_{ges} = w_0 - J_S \cdot H \cdot \cos \varphi + \left(k_K + k_u - \frac{3\lambda_S}{2} \cdot \sigma\right) \cos^2 \varphi. \quad (18)$$

Das Minimum der magnetischen Energiedichte muß die folgenden Forderungen erfüllen:

$$\frac{dw_{ges}}{d\varphi} = 0 \text{ und } \frac{d^2 w_{ges}}{d\varphi^2} > 0. \quad (19)$$

Bei größeren Feldstärken wird die erste Forderung bei  $\varphi = 0$  erfüllt, die zweite ist immer gegeben. Bei kleineren Feldstärken ist das Material nur teilweise magnetisiert, sodaß nicht davon ausgegangen werden darf, daß alle Dipole in Feldrichtung ausgerichtet sind. In diesem Fall ist die Forderung analytisch aufzulösen. Man erhält

$$\begin{aligned} \frac{dw_{ges}}{d\varphi} = 0 &\implies J_S \cdot H \cdot \sin \varphi - 2 \sin \varphi \cdot \cos \varphi \cdot \left( k_K + k_u - \frac{3\lambda_S}{2} \cdot \sigma \right) = 0. \\ &\implies J_S \cdot H = \cos \varphi \cdot (2k_K + 2k_u - 3\lambda_S \cdot \sigma) \\ &\implies \cos \varphi = \frac{J_S \cdot H}{2k_K + 2k_u - 3\lambda_S \cdot \sigma}. \end{aligned} \quad (20)$$

Die resultierende Polarisierung ergibt sich nach dem Dipolmodell zu

$$J = \frac{J_S^2}{2k_K + 2k_u - 3\lambda_S \cdot \sigma} \cdot H. \quad (21)$$

In den weiteren Ausführungen werden die Kristallanisotropien und die spannungsinduzierten Anisotropien im Term  $k$  zusammengefaßt:

$$k := 2k_K + 2k_u. \quad (22)$$

Das vorgestellte Modell beschreibt die Hysteresisschleife als eine Gerade. Dieses Modell erlaubt allerdings die Modellierung der Maximalpermeabilität, die als Steigung der Magnetisierungskurve im Nulldurchgang darstellbar ist. Zur Bestimmung der Spannungsabhängigkeit der Remanenz, der Koerzitivfeldstärke und der Verlustleistung sind Vorgänge der Magnetisierung wie Wandverschiebungen und Drehprozesse zu beachten. Der Übergang in die Sättigung darf nicht wie oben abrupt dargestellt werden. Letztgenanntes Ziel der vollständigen Modellierung des Magnetisierungsprozesses durch verlustbehaftete Modellierung gelingt durch die Erweiterung der Formulierung nach P. LANGEVIN, indem die Hysteresekurve in zwei Anteile zerlegt wird: einen anhysteretischen Anteil sowie einen verlustbehafteten Anteil.

D.C. JILES & D.L. ATHERTON [26] nehmen an, daß eine Wechselwirkung zwischen den spontan polarisierten Domänen ähnlich der zwischen einzelnen Atomen besteht. Es wird ein starkes Magnetfeld postuliert, das nur innerhalb des Materials wirksam ist und die Domänen ausrichtet. Die Stärke des zusätzlichen inneren Magnetfeldes wird über einen interdomänen Kopplungsfaktor  $\alpha$  und die momentane Netto-Polarisation festgelegt. So wirkt ein effektives Feld  $H_{eff}$ , das gegeben ist durch:

$$H_{eff} = H + \frac{\alpha}{\mu_0} \cdot J_{an}. \quad (23)$$

Die potentielle Energie der Domäne ergibt sich zu

$$E_{\text{pot}} = -(\mu_0 \cdot m \cdot H + \alpha \cdot m \cdot J_{\text{an}}) \cdot \cos \varphi. \quad (24)$$

Wie im Fall des Paramagnetismus erhält man eine Lösung für die anhysterische Polarisierung:

$$J_{\text{an}}(H) = J_S \cdot \mathcal{L} \left( \frac{\mu_0 \cdot m \cdot H + \alpha \cdot m \cdot J_{\text{an}}}{k_B T} \right). \quad (25)$$

D.C. JILES & D.L. ATHERTON [26] berechnen die verlustbehaftete Hysteresekurve aus einer Differentialgleichung, in der die wirkenden Verlustmechanismen durch eine Konstante  $c_V$  zusammengefaßt werden:

$$\frac{dJ}{dH} = \frac{J_{\text{an}} - J}{c_V - \frac{\alpha}{\mu_0}(J_{\text{an}} - J)}. \quad (26)$$

E. MIEHLICH [39] hat versucht, die Vorteile des Modells nach D.C. JILES & D.L. ATHERTON [26] und des einfachen Dipolmodells unter Vermeidung physikalisch nicht begründeter Parameter zu kombinieren. Es wurde ein zweiteiliger Aufbau der Hystereseschleife gewählt. Die anhysteretische Kurve wird unter Berücksichtigung der statistischen Spinschwankungen berechnet. Die magnetische Energie, die sich aus der Energiedichte des einfachen Dipols ergibt, wird hierzu verwendet. Im Anschluß werden die Verluste berücksichtigt.

Die thermische Energie  $E_{\text{th}} = k_B T$  wird zusätzlich zur magnetischen Energiedichte eingeführt, um die Wechselwirkungskräfte zwischen den Spins zu berücksichtigen. Bei Paramagnetika waren die Spinrichtungen voneinander unabhängig. Es wird der Versuch unternommen, die Boltzmann-Statistik anzuwenden, da letztere rechnerisch erfaßt ist. Um dies tun zu dürfen, muß gewährleistet werden, daß die einzelnen Materialbausteine voneinander unabhängig sind. Hierzu wird ein Volumen angenommen, in dem alle Spins parallel ausgerichtet sind und die dieselbe thermische Bewegung ausführen. Bei Temperaturen  $T > 0$  K unterliegen die Spins thermischen Schwankungen, die mit dem Boltzmannfaktor  $\exp(-(E/k_B T))$  berücksichtigt werden. Im Mittel bleibt die Ausrichtung über den einzelnen Domänen gleich der Ausrichtung bei  $T = 0$  K. Aufgrund der Boltzmann-Verteilung kann für die Anzahl der charakteristischen Bereiche pro Einheitsvolumen, die einen Winkel zwischen  $\varphi$  und  $\varphi + d\varphi$  zur Feldrichtung einnehmen,  $n(\varphi)d\varphi$  geschrieben werden:

$$n(\varphi) \cdot d\varphi = n_0 \cdot \exp \left( -\frac{E}{k_B T} \right) \cdot 2\pi \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi. \quad (27)$$

$n_0$  erhält man wie im Fall der Theorie des Paramagnetismus nach P. LANGEVIN [34] durch

$$N = \int_0^\pi n(\varphi) \cdot d\varphi. \quad (28)$$

Die Polarisierung ergibt sich aus der Projektion von  $n(\varphi) \cdot d\varphi$  auf die Feldrichtung:

$$J_{an} = J_S \cdot \frac{\int_0^\pi \cos \varphi \cdot n(\varphi) \cdot d\varphi}{\int_0^\pi n(\varphi) \cdot \varphi}. \quad (29)$$

Die Energie  $E$  erhält man aus der errechneten magnetischen Energiedichte bezogen auf ein charakteristisches Volumen, siehe Gleichung (18):

$$E = V_{char} \cdot \left[ E_0 - J_S \cdot H \cdot \cos \varphi + \left( k_K + k_u - \frac{3}{2} \lambda_S \cdot \sigma \right) \cos^2 \varphi \right]. \quad (30)$$

Es gilt daher

$$J_{an} = J_S \cdot \frac{\int_0^\pi \exp \left( \frac{E(\cos \varphi)}{k_B T} \right) \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi \cdot d\varphi}{\int_0^\pi \exp \left( \frac{E(\cos \varphi)}{k_B T} \right) \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi}. \quad (31)$$

Dieses Integral ist analytisch nicht lösbar. Bei Nachrechnungen ist letzteres numerisch zu entwickeln.

### 3.7 Zusammenfassung der zu untersuchenden magnetischen Kenngrößen

Zusammenfassend werden an dieser Stelle die magnetischen Kenngrößen dargestellt, deren mechanische Beeinflussung im Rahmen dieser Forschungsarbeit eingehend an Spannstählen untersucht werden. Die Kenngrößen sind alle der Hysteresiskurve zu entnehmen. Es handelt sich um

- **Die Remanenz  $B_R$  [Vs/m<sup>2</sup>]:**

Der Wert der magnetischen Flußdichte, der nach Abschalten des Magnetfeldes zurückbleibt, d.h.  $B_R = B(H = 0)$ .

- **Die Permeabilität  $\mu_r$  [-]:**

Die Steigung der Hysteresiskurve bzw. der Magnetisierungskurve,  $\mu_r = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{dB}{dH}$ .



- **Die Koerzitivfeldstärke  $H_C$  [A/m]:**

Der Wert der magnetischen Feldstärke, bei der die aufmagnetisierte Induktion verschwindet, d.h.  $H_C = H(B = 0)$ .

- **Die magnetische Verlustleistung  $W_V$  [VA/m<sup>3</sup>]:**

Aufgrund der irreversiblen Magnetisierungsprozesse während der Hysterese wird ein bestimmter Energiebetrag verbraucht, welcher der Magnetisierungsstromquelle entnommen wird. Dieser Betrag entspricht der Fläche der Hysteresisschleife und wird als eine Verlustleistung betrachtet.

## 4. SQUID als Magnetometer

SQUID (Superconducting Quantuminterference Device) sind die derzeit empfindlichsten Magnetometer. Beruhend auf einem quantenmechanischen Phänomen ist es möglich, die Wirkung eines Magnetfeldes in einer supraleitenden Ringstruktur zu charakterisieren. Der Supraleiterring wird durch eine Schwachstelle unterbrochen: dem Josephson-Kontakt. An dieser Stelle entsteht eine Flußquantisierung, deren Auflösung konventionelle Magnetometer um mehrere Größenordnungen übertrifft. Im folgenden soll auf die theoretischen Grundlagen des Josephson-Effektes, der Flußquantisierung, auf die Betriebsart eines SQUID sowie der SQUID-Herstellung eingegangen werden.

### 4.1 Der Josephson-Kontakt

Ein Supraleiter ist durch das Verschwinden seines elektrischen Widerstandes unterhalb seiner Sprungtemperatur  $T_C$  und durch seinen perfekten inneren Diamagnetismus charakterisiert. Das Vorliegen des perfekten Diamagnetismus im Innern eines Supraleiters wird als Meißner-Ochsenfeld-Effekt bezeichnet. Im Supraleiter erfolgt ein Verdrängen von Magnetfeldern, d.h. die Magnetfeldlinien können den Supraleiter nicht durchdringen [3].

In einem solchen Supraleiter ist der Ladungsträgertransport nicht mehr durch Elektronen gegeben, sondern durch Elektronenpaare, die sogenannten Cooper-Paare. Cooper-Paare entstehen durch das Zusammenschließen zweier Elektronen mit unterschiedlichem Spin und Impuls. Es ergibt sich ein Teilchen mit Spin und Impuls null. Die Elektronen kondensieren nach der BCS-Theorie entgegen dem Pauliverbot zu einem Zustand gleicher Energie. Daraus folgt für ein makroskopisches Stück eine einzige Wellenfunktion  $\Psi$  als Lösung der Schrödingerschen Zustandsgleichung.  $\Psi$  ist i.a. abhängig von Ort  $\vec{r}$  und Zeit  $t$  mit der Form

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sqrt{\rho_V} e^{i\varphi(\vec{r}, t)}. \quad (32)$$

$\rho_V$  ist die Volumendichte der Cooperpaare,  $\rho_V = \Psi \cdot \Psi^*$ , wobei  $\Psi^*$  die komplexkonjugierte quantenmechanische Wellenfunktion darstellt und  $\varphi$  deren Phase.

Ein Josephson-Kontakt besteht aus zwei Supraleitern, die so nahe aneinander gebracht werden, daß deren Abstand nur wenige Atomlagen beträgt (ca. 2 nm). Es tritt eine schwache Kopplung der beiden Wellenfunktionen auf, d.h., daß Cooper-Paaren aus dem ersten Supraleiter eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit im zweiten Supraleiter nachgewie-

sen werden kann. Dies wird formal dadurch ausgedrückt, daß die Schrödinger-Gleichung — eine Eigenwertgleichung — um einen Kopplungsterm  $K \cdot \Psi$  des gegenüberliegenden Supraleiters erweitert wird, da diese Kopplung das Tunneln der Cooperpaare erlaubt.

## 4.2 Flußquantisierung

Der aus der klassischen Hamiltonmechanik bekannte Ausdruck für die Teilchengeschwindigkeit in einem Vektorpotential  $\vec{A}$  ergibt nach C. KITTEL [27] für die Cooperpaarstromdichte  $\vec{j}_s$

$$\vec{j}_s = -\frac{e \cdot h \cdot \rho_V}{2\pi \cdot m_e} \left( \vec{\nabla} \varphi(\vec{r}) + \frac{4\pi \cdot e}{h} \cdot \vec{A} \right), \quad (33)$$

wobei  $\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}$  der vektorielle Nablaoperator,  $h$  die Planck-Konstante,  $m_e$  die Elektronenmasse und  $e$  die Elementarladung darstellen.

Mit der Abkürzung  $-\Delta\varphi_{AB}(\vec{r}) = \int_A^B \vec{\nabla} \varphi(\vec{r}) \cdot d\vec{l}$  erhält man nach Integration der Ortsabhängigkeit der quantenmechanischen Phase

$$\Delta\varphi_{AB}(\vec{r}) = \frac{2\pi \cdot m_e}{e \cdot h \cdot \rho_V} \int_A^B \vec{j}_s \cdot d\vec{l} + 2\pi \frac{2e}{h} \int_A^B \vec{A} \cdot d\vec{l}. \quad (34)$$

Eine Phasendifferenz ist somit durch einen Suprastrom bzw. durch ein Vektorpotential eines Magnetfelds zu erreichen.

In einem Ring hat der Meißner-Ochsenfeld-Effekt eine Quantisierung der Phasendifferenz  $\Delta\varphi_{AB}(\vec{r})$  zur Folge. Der Wert von  $\Delta\varphi_{AB}(\vec{r})$  kann nur ein vielfaches von  $2\pi$  annehmen, da die Materiewellen (Cooper-Paar-Wellen) bei einem Umlauf der geschlossenen Kurve  $\Gamma$  nur einen Wert annehmen können. Daher muß gelten

$$2\pi \cdot n = \frac{2\pi \cdot m_e}{e \cdot h \cdot \rho_V} \oint_{\Gamma} \vec{j}_s \cdot d\vec{l} + 2\pi \frac{e}{2h} \oint_{\Gamma} \vec{A} \cdot d\vec{l}. \quad (35)$$

Unter Verwendung der Stokeschen Regel [18], d.h.  $\oint_{\Gamma} \vec{A} \cdot d\vec{l} = \iint_S \text{rot} \vec{A} \cdot d\vec{s}$ , wobei  $d\vec{s}$  ein Flächenelement der Ringfläche  $S$  darstellt und von  $\Gamma$  berandet ist, gilt mit der magnetischen Flußdichte  $\vec{B} = \text{rot} \vec{A}$

$$n \cdot \frac{h}{2e} = \frac{m_e}{2e^2 \cdot \rho_V} \oint_{\Gamma} \vec{j}_s \cdot d\vec{l} + \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{s}. \quad (36)$$

Das Integral  $\iint_S \vec{B} \cdot d\vec{s}$  charakterisiert den magnetischen Fluß  $\Phi_i$  im Innern des supraleitenden Ringes. In guter Näherung erhält man eine Quantisierung des magnetischen

Flusses mit dem Fluxoid  $\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2.05 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}$

$$\Phi_i = n \cdot \Phi_0 \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (37)$$

### 4.3 Quanteninterferometrie

Grundbestandteil eines idealen SQUID-Magnetometers ist ein supraleitender Ring mit zwei idealen Josephson-Kontakten 1 und 2 der kritischen Stromstärke  $I_0$  und den phasendifferenzen  $\Delta\varphi_1$  und  $\Delta\varphi_2$ , siehe Abb. 7.

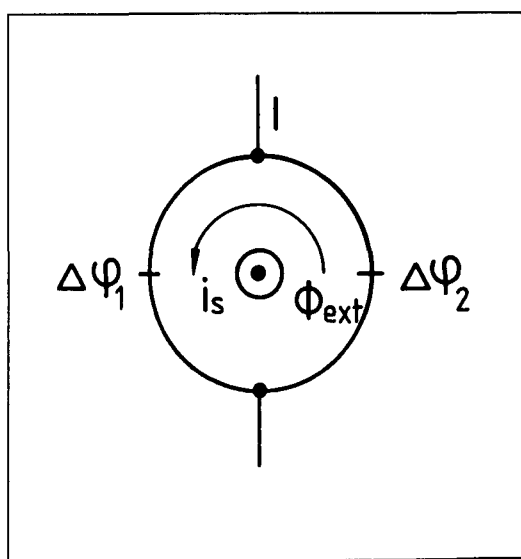


Abbildung 7: Ideales SQUID mit zwei exakt identischen Josephson-Tunnelementen 1 und 2 und externer Flußänderung

Eine Flußänderung von 0 auf  $\Phi_{ext}$  im Innern des SQUID-Ringes bei externer Stromstärke  $I = 0$  führt nach der Lenzschen Regel zu einem Ringstrom  $i_s$ . Im geschlossenen Ringpfad erhält man mit  $\Delta\varphi_1 = \Delta\varphi_2$  aufgrund der Gleichheit beider Tunnelemente bei  $I = 0$

$$\Delta\varphi_1 = \Delta\varphi_2 = \pi \left( n - \frac{\Phi_{ext}}{\Phi_0} \right). \quad (38)$$

Prägt man zusätzlich zur Flußänderung einen Strom der Stärke  $I$  ein, so wird das Stromgleichgewicht im Ring gestört. V. KOSE & F. MELCHERT [31] geben für den Strom im Ring an

$$I = 2I_0 \cdot \cos \pi \left( n - \frac{\Phi_{ext}}{\Phi_0} \right) \cdot \sin \varphi_0 \quad (39)$$

mit  $\varphi_0$  als Anfangsphase.

Die maximale Suprastromstärke  $I_C$  des SQUID ergibt sich nach obiger Gleichung zu

$$|I_C(\Phi_{ext})| = 2|I_0| \cdot \left| \frac{\Phi_{ext}}{\Phi_0} \cdot \cos \pi \right|. \quad (40)$$

Die Gleichung gilt nur unter der Voraussetzung, daß die Induktivität des SQUID  $L_{SQ} \ll \Phi_0/I_0$  ist. Im Realfall liegt allerdings  $L_{SQ} > \Phi_0/I_0$  vor. In diesem Fall beträgt der sogenannte Modulationshub

$$\Delta I_c \simeq \frac{\Phi_0}{L_{SQ}}. \quad (41)$$

Abb. 8 stellt o.g. Zusammenhänge graphisch dar. Der Begriff Quanteninterferenz wird gerechtfertigt, da ein eingekoppelter magnetischer Fluß die Supraleitung periodisch auslöschen kann.

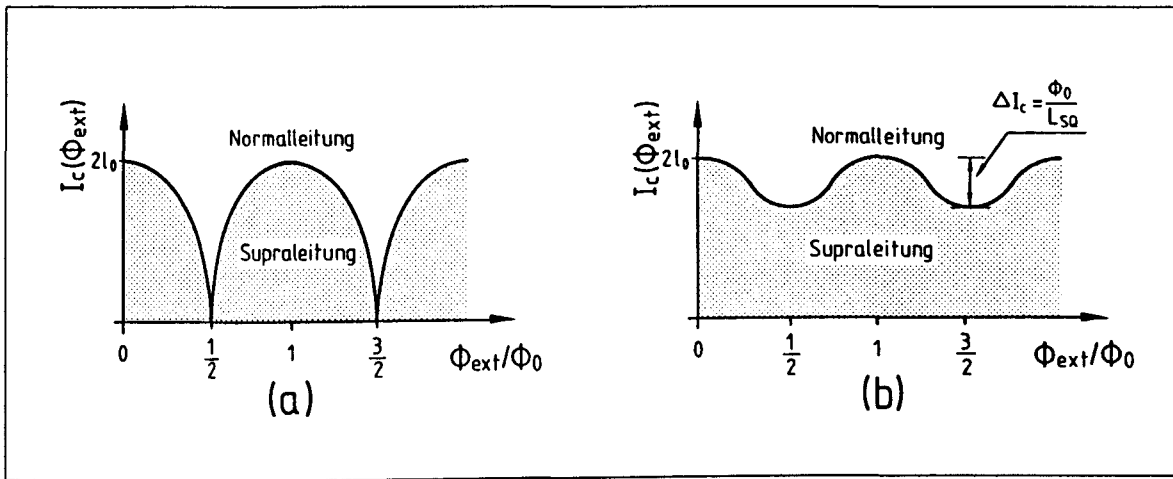


Abbildung 8: Kritische Suprastromstärke  $I_c$  des idealen SQUID in Abhängigkeit des externen magnetischen Flusses (a) wenn die Induktivität des SQUID  $L_{SQ} \ll \Phi_0/I_0$  und (b) der Realfall wenn  $L_{SQ} > \Phi_0/I_0$  ist.

#### 4.4 SQUID-Magnetometer

Der maximal zu messende Spannungsabfall bei o.g. Modulationshub beträgt bei einem Gleichstrom  $I_A = \text{konst.}$  (Festlegung des Arbeitspunktes) und dem Tunnelwiderstand  $R_p$

$$\Delta U \simeq \Delta I_c \cdot 2R_p \simeq \frac{2 \cdot R_p \cdot \Phi_0}{L_{SQ}}. \quad (42)$$

Beschränkt man sich auf diese Messung, so erhält man eine Auflösung von etwa  $10^{-3} \Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ . Die Grenzauflösung des SQUID um ca.  $10^{-7} \Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$  bei einer praxisüblichen Induktivität von ca.  $L_{SQ} = 10^{-10} \text{ H}$  nach der Heisenbergschen Unschärferelation (Grenzbeziehung für kleinste nachweisbare physikalische Wirkung) ist somit bei weitem nicht erreicht.

Der Nachweis kleinerer Magnetflußänderungen ist nach J. CLARKE [6] durch Einkopplung eines hochfrequenten ( $f = 100 \text{ kHz}$ ), sinusförmigen magnetischen Wechselflusses mittels eines Oszillators in das SQUID zu erreichen, da das  $1/f$ -Rauschen unterdrückt wird.

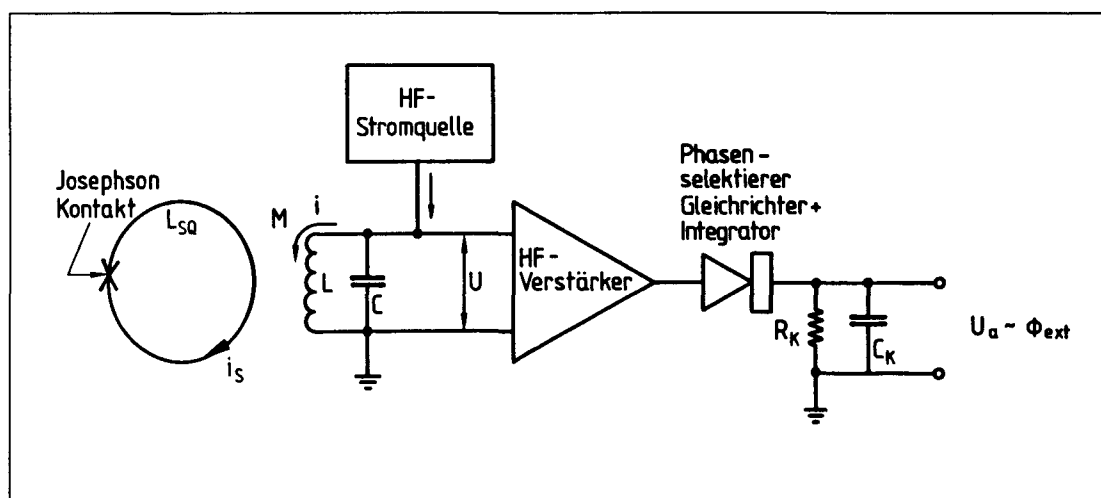


Abbildung 9: Schaltbild eines hochfrequenten SQUID-Magnetometers. Die Spule L und der Kondensator C dienen als Resonanzkreis zur Modulation des supraleitenden Rings und zur Widerstandsanpassung vor dem Vorverstärker.

Abb. 9 zeigt das Prinzipschaltbild eines hochfrequenten SQUID. In dem Fall wird der supraleitende Ring an nur einer Stelle unterbrochen. Nach dem rauscharmen Vorverstärker wird das Spannungssignal aus dem Resonanzkreis phasenselektiv gleichgerichtet, um das Nutzsignal aus dem Gemisch aus Nutz- und Modulationssignal herauszufiltern. Die Überlagerung des Wechselflusses über dem Gleichrichter führt zu einem additiven Spannungsabfall der gleichen Frequenz  $f$ , sodaß eine maximale Ausgangsspannung  $U_a$  erreicht wird. Die Überlagerung des Wechselflusses hat zudem den Vorteil der Vermeidung von Drifterscheinungen, deren Ursachen in einer Variation der Badtemperatur oder im  $1/f$ -Rauschen des Vorverstärkers liegen können. Aufgrund der Gegenkopplung — der Kreis wird nach dem Gleichrichter und dem Integrator geschlossen — arbeitet das

SQUID bei konstantem Fluß als Nulldetektor im Gegenkopplungskreis. Die Ausgangsspannung  $U_a$  über  $R_F$  ist proportional der Flußänderung  $\Phi_{ext}$  im SQUID.

## 4.5 Rauschverhalten von SQUID

Thermische Fluktuationen begrenzen die Auflösung eines realen SQUID (das sogenannte Nyquist-Rauschen). Bedingt durch das Ziel der Quanteninterferenz darf der Effektivwert — d.h. das zeitliche Mittel — des Rauschflusses den Wert  $\Phi_0/2$  nicht überschreiten. Nach V. KOSE & F. MELCHERT [31] beträgt die maximale SQUID-Induktivität

$$L_{SQ,max} = \frac{\Phi_0^2}{4 \cdot k_B \cdot T}, \quad (43)$$

wobei  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die Temperatur darstellen. Bei einer Betriebstemperatur von 77.6 K (Siedetemperatur des flüssigen Stickstoffs) beträgt die maximale SQUID-Induktivität 0.9 nH. Dieser Wert ist in der Praxis durchaus realisierbar.

## 4.6 SQUID-Gradiometer

In stark magnetisch gestörten Umgebungen sind in der Regel SQUID-Messungen ohne magnetische Abschirmung stark gefährdet. Hierzu bietet sich eine Gradiometeranordnung an. Es handelt sich um eine Doppelschleife, die symmetrisch aufgebaut wird. Das Ergebnis ist eine Kompensation von gleichförmigen Feldänderungen, d.h. Störfeldern. Es werden nur sehr geringe Magnetfeldunterschiede in den beiden Schleifen bei Vorliegen eines Magnetfeldgradienten detektiert. Ein großer Abstand vom Störer führt zu gleichförmigen Feldern, die wegen der Kompensation nicht erfaßt werden. Es handelt sich somit um eine Magnetfelddiskriminierung in einer vorgegebenen Gradientenrichtung.

## 4.7 SQUID-Herstellung

Ein reales Josephson-Element besteht aus einer schwachen Verbindung von zwei Supraleiterfilmen, die durch eine dünne Oxidschicht getrennt werden. Die sauerstoffimplantierte Oxidschicht hat eine geringere Sprungtemperatur als der Supraleiter, sodaß das System bei Betriebstemperatur als eine Supraleiter-Normalleiter-Supraleiterschicht angesehen

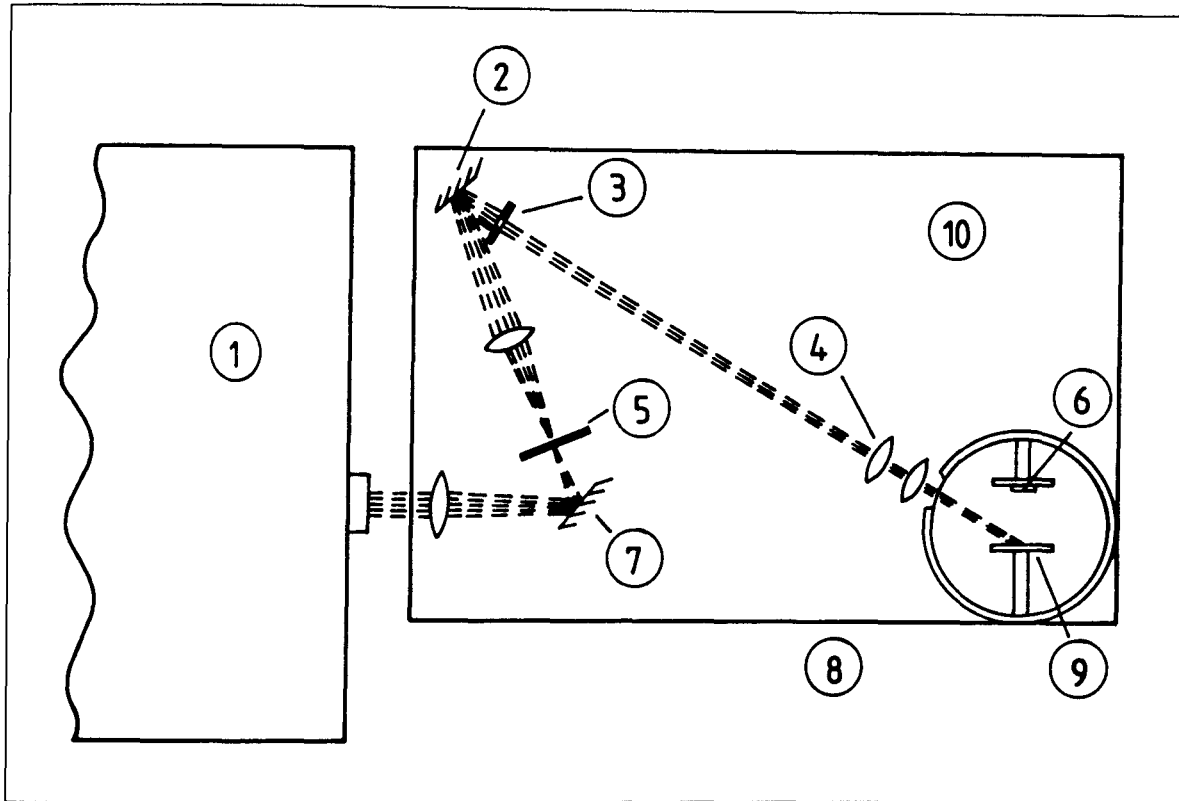
werden kann. Die Oxidschicht wird nach dem Implantiervorgang elektronenlithographisch strukturiert, um eine sehr schmale Verbindung zwischen den beiden Supraleiterschichten zu erreichen. Die Verbindung erlaubt den Cooper-Paaren das Durchtunneln zwischen den Schichten. Der SQUID-Ring wird anschließend photolithographisch strukturiert.

Seit der Entdeckung der Hoch-Temperatursupraleiter (HTSL) YBaCuO ist es möglich geworden, SQUID-Meßsysteme bei der Siedetemperatur des flüssigen Stickstoffes (77.6 K) zu betreiben. Dies bringt den Vorteil eines geringeren apparativen Aufwands und somit einer bequemerer Handhabung außerhalb des Labors, insofern eine magnetische Abschirmung möglich ist. Sämtliche Vakuumapparaturen zur Erzeugung der notwendigen thermischen Isolierung, die zuvor erforderlich waren, um einen Betrieb bei der Siedetemperatur des flüssigen Heliums (4.2 K) zu gewährleisten, entfallen. Der Aufwand beschränkt sich auf einem Kryostat (Dewargefäß), der mit einer gewöhnlichen Thermoskanne zu vergleichen ist. Der Kryostat muß gelegentlich wieder mit flüssigem Stickstoff gefüllt werden, um die tiefe Temperatur stabil zu halten.

Die YBaCuO-Filme werden nach einem Laserdepositionsverfahren gemäß Abb. 10 hergestellt. Der Strahl eines Excimer-Lasers wird zur Strahlkorrektur über eine Abbildungsoptik auf ein Keramik-Plättchen gerichtet. Das Material läßt sich durch den Laserstrahl abtragen und schlägt sich auf einem Strontiumtitanat-Substrat ( $\text{SrTiO}_2$ ) als dünne Schicht nieder. Dank der Sauerstoffatmosphäre (0,4 hPa Partialdruck) und der gewählten Substrattemperatur von 850°C wachsen epitaxiale Supraleiterfilme aus  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . Die erforderliche Energiedichte des Lasers auf dem Target von 4,2 J/cm<sup>2</sup> bei 308 nm ermöglicht eine stöchiometrisch gleichbleibende Übertragung des Keramikmaterials. Die Substrate werden aufgrund ihrer mit den Filmen ähnlichen Gitterkonstante und Gitterstruktur aus  $\text{SrTiO}_2$  gewählt [28].

Das Verfahren der Eximer-Laserdeposition wird zunehmend in der laserunterstützten Materialbearbeitung zur Abtragung bzw. Strukturierung eingesetzt. Durch deren hohe UV-Photonenenergie können diese chemische Bindungen aufbrechen und Material abtragen. Entscheidend bei der industriellen Anwendung der Materialabtragung mittels Excimer-Laser ist die hohe lokale Auflösung der Bestrahlung bei sehr schmalen Randzonen, welche sehr feine Materialstrukturierungen erlaubt.





Abbildungung 10: Darstellung der Depositionsanlage. 1: Excimer-Laser XP 2020, 2: Spiegel, 3: Blende, 4: Abbildungsoptik, 5: Blende, 6: geheiztes Substrat zur Probenaufnahme, 7: dielektrischer Spiegel, 8: Edelstahl-Vakuumgefäß 9: Target und 10: Optischer Tisch.

## 4.8 Squid-Meßapparatur

In den folgenden Seiten soll das vorhandene Meßsystem vorgestellt werden. Das Ziel ist es, mittels dieser Meßapparatur lokale magnetische Stahleigenschaften als Kenngrößen der magnetischen Hysteresisschleife zu erfassen. Es gilt, den Stahlstab kontrolliert zu magnetisieren, den Sensor adäquat zu positionieren und dessen Daten zu erfassen und zu verarbeiten.

Das gewählte Konzept ist in Abbildung 11 dargestellt. Der Stahlstab findet in der Mumetall-Abschirmkammer samt Anregungsspule und Squid-Sensor Platz. Der Sensor befindet in einem Glaskryostat, das auf eine motorisierte Schiene aufgebaut ist. So wird gewährleistet, daß der Sensor exakt entlang des Stahlstabs zu verschieben ist. Abbildung 12

zeigt ein Bild der Sensor-Ausführung.

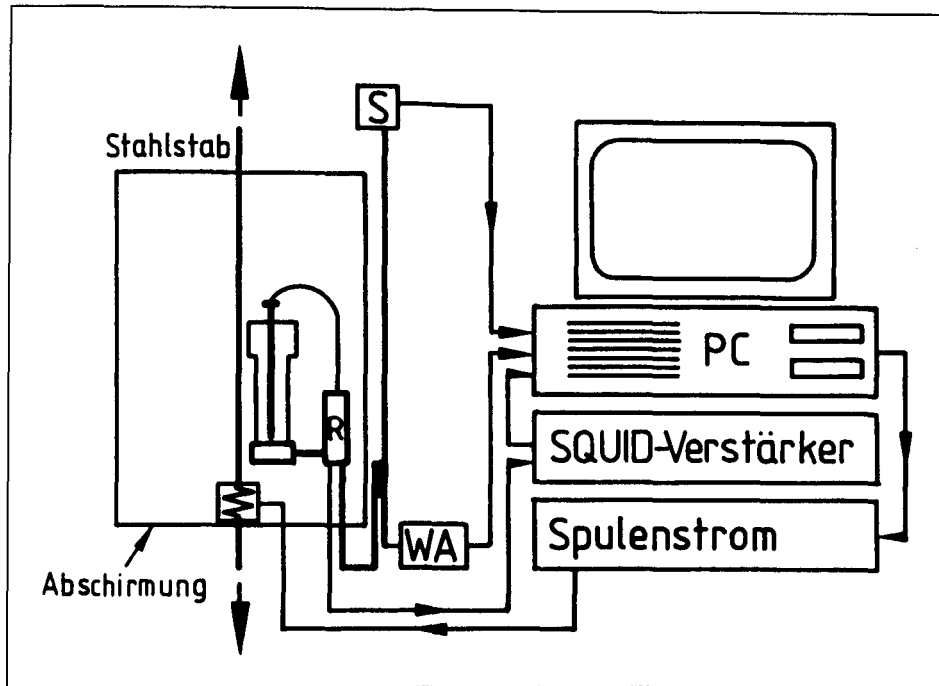


Abbildung 11: Anordnung der Meßapparatur zur Aufnahme von Hystereschleifen in einer Mumetall-Abschirmung. Hier bedeuten S: Schrittmotor, R: Rf-Kopf (Vorverstärker) und WA: optischer Wegaufnehmer.

Kern des Meßsystems ist ein hochtemperatursupraleitender Squid der Fa. fit, Bad Salzdetfurth. Das System besteht aus einem Squid-Chip mit Aufhängung, einem Rf-Kopf und einer Verstärkereinheit. Bei dem Squid-Chip handelt es sich um einen Magnetsensor, der bei 77 K betrieben werden kann, d.h. bei der Siedetemperatur des flüssigen Stickstoffs. Der Sensor ist entsprechend der Abbildung 13 auf einer Kunststoffhalterung montiert, die sich in einem Kupferrohr geschützt, in einem Stickstoffbad befindet. Der Sensor arbeitet bei den Betriebsbedingungen mit einer maximalen Auflösung von  $0.7 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Der Ausgang der Modulationsspule (siehe hierzu Abschnitt 4.4) geht auf einem sogenannten Rf-Kopf. Hierbei handelt es sich um einen Vorverstärker, dessen Aufgabe darin besteht, die Modulationsspule bei 19.6 MHz zu betreiben und die Signale soweit aufzubereiten (d.h. filtern) und über einer FET-Schaltung verstärken, daß die Meßwerte verlust- und störungsfrei zur Verstärkereinheit gelangen. Die Verstärkereinheit beinhaltet die notwendige Elektronik (Oszillatoren, Lock-In-Verstärker usw.), die eine Aufbereitung des Squid-Signals erlauben. Zur entsprechenden Justierung der Ausgangsspannung des Oszillators besteht die Möglichkeit, ein 200 Hz-Dreieckssignal in den Rf-Kopf einzuspeisen. So

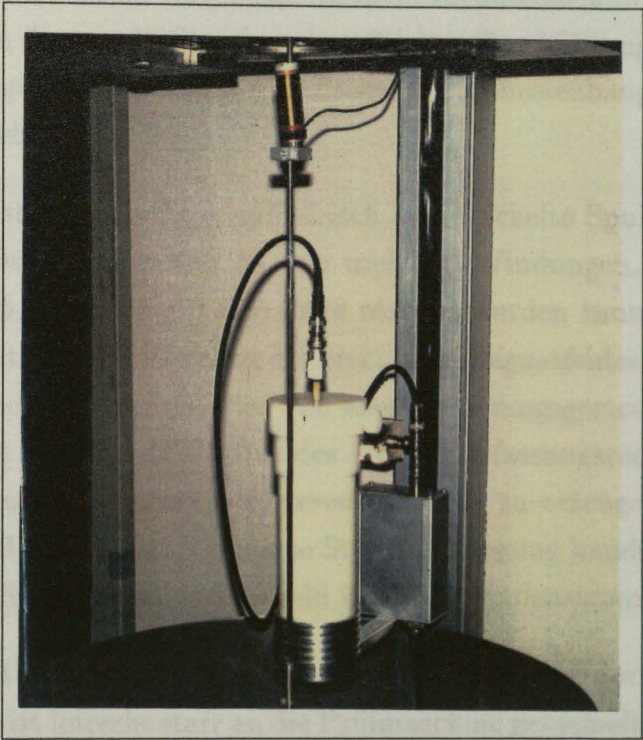


Abbildung 12: Detailbild des Sensors. Der SQUID-Chip befindet im eingehängten Kryostat.

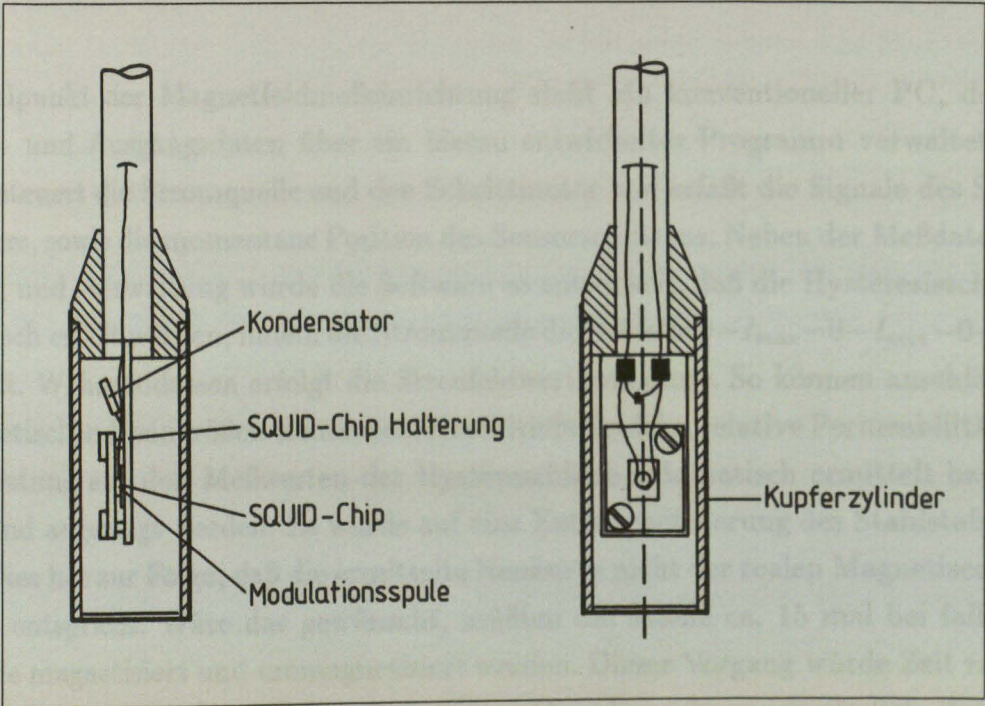


Abbildung 13: Detailausführung der Squid-Halterung

kann das typische Squid-Pattern eingestellt werden. Voruntersuchungen haben gezeigt, daß das Squid-Pattern über zwölf Stunden ohne Stickstoffnachfüllung stabil bleibt. Das Gerät liefert eine Ausgangsspannung, die in direktem Zusammenhang mit den gemessenen Magnetfeldern steht.

Die Anregungsspule ist eine zweilagig zylindrisch aufgewickelte Spule mit einer Länge von 50 mm, einem Durchmesser von 13 mm und 200 Windungen. Der Durchmesser wurde so gewählt, daß die Spule um eine Litze plaziert werden kann. Sie wird um den Stahlstab so aufgestellt, daß die Richtung des erzeugten Magnetfeldes  $\vec{H}$  sich in der Zugachse des Stahls befindet. Die Spule wird von einer spannungsgesteuerten Stromquelle betrieben. Letztere ist über den IEEE-Bus des Meßwerterfassungsrechners zu steuern. Dies ist erforderlich, um magnetische Hysteresisschleifen zu erzeugen. Obwohl es sich bei der Messung des Magnetfeldes  $\vec{B}$  um eine Streufeldmessung handelt, ist eine direkte Korrelation zwischen Steuersignal und  $\vec{H}$ -Feld über den Spulenstrom gewährt.

Die Verfahrenseinrichtung besteht aus einem Schrittmotor, der am Kopf der Schiene verankert ist. Letztere ist lotrecht starr an die Prüfmaschine gekoppelt. Der Schrittmotor S steuert den beweglichen Hebel über eine Spindel. Ein optischer Weggeber WA dient der exakten Positionierung. Die Regelvorgänge werden vom Meßrechner übernommen. Eine entsprechende Hardware wird von der Meßsoftware gesteuert. Dies erlaubt ein genaues, reproduzierbares Verfahren des Sensors zwischen zwei Messungen bzw. während der Messung.

Im Mittelpunkt der Magnetfeldmeßeinrichtung steht ein konventioneller PC, der die Eingangs- und Ausgangsdaten über ein hierzu entwickeltes Programm verwaltet. Der Rechner steuert die Stromquelle und den Schrittmotor und erfaßt die Signale des Squid-Verstärkers, sowie die momentane Position des Sensorschlittens. Neben der Meßdatenverarbeitung und -verwaltung wurde die Software so entwickelt, daß die Hysteresisschleifen automatisch erfaßt werden, indem die Stromquelle die Schleife  $0 - I_{max} - 0 - I_{min} - 0 - I_{max}$  durchläuft. Währenddessen erfolgt die Streufeldwertaufnahme. So können anschließend die magnetischen Kenngrößen Remanenz, Koerzitivfeldstärke, relative Permeabilität und Verlustleistung aus den Meßwerten der Hystereschleife automatisch ermittelt bzw. errechnet und angezeigt werden. Es wurde auf eine Entmagnetisierung des Stahlstabs verzichtet. Dies hat zur Folge, daß die ermittelte Neukurve nicht der realen Magnetisierungsneukurve entspricht. Wäre das gewünscht, müßten die Stähle ca. 15 mal bei fallender Amplitude magnetisiert und ummagnetisiert werden. Dieser Vorgang würde Zeit rauben und ist in der Praxis nicht denkbar. Aus diesem Grund wurde es erforderlich, die nicht beim reellen Wert null beginnenden Hysteresisschleifen so in der  $\vec{B}$ -Achse zu verschie-

ben, daß eine symmetrische Schleife entsteht, aus der die magnetischen Kenngrößen zu errechnen sind. Dieser Rechengang erwies sich bei der Auswertung der Kriech- und Relaxationsversuche, bei denen im 10 Minuten-Takt innerhalb von 100 Stunden Meßwerte aufgenommen wurden, als sehr sinnvoll. Die Ergebnisdaten konnten nahezu unaufbereitet verwertet werden. Bei den Langzeitversuchen erfaßte die Meßsoftware zudem die Daten der konventionellen Weg- und Dehnungsmesser, die am Stabstahl plaziert waren; zudem sorgten ein PC-Watchdog und mehrere Abfangroutinen dafür, daß die Meßwerte unterbrechungsfrei aufgenommen werden konnten.

## 4.9 Kalibrierung des Systems

Um den Einfluß störender Magnetfelder zu minimieren, wurde der SQUID-Sensor als Gradiometer betrieben, d.h. es konnten nur Magnetfeldgradienten erfaßt werden. Es galt nun, aus den Gradiometersignalen eine Flußdichte bei gegebenem Sensorabstand zu gewinnen. Zu diesem Zweck wurden im Rahmen von Vorversuchen in der Mumetall-Abschirmkammer Feldrampen erzeugt, deren Streufelder sowohl mit dem SQUID-Gradiometer als auch mit einem geeichten Fluxgate erfaßt wurden. Letzteres erlaubt die Messung von Absolutfeldstärken im mT-Bereich. Beide Sensoren wurden in einem identischen Abstand von 43 mm zum Stahl hin positioniert. Es handelt sich hierbei um den Abstand zwischen SQUID-Sensor und Probe, der durch den Kryostat vorgegeben ist. Ein minimaler Fehler entsteht bei dem Vergleich, da zwischen Sensor und Stahl ein materiegelüllter Raum existiert: zum einen ein Luftspalt, zum anderen flüssiger Stickstoff und Glas. Dieser Fehler wurde jedoch vernachlässigt. Abbildung 14 stellt die beiden Messungen gegenüber.

Die Meßergebnisse können im praktischen Meßbereich in Form einer Geraden angenähert werden. Dies ermöglicht eine simple Umrechnung, zumal der Offsetwert bei der Relativmessung unerheblich ist. Bei einem Korrelationskoeffizienten von 99.66% nahm die ermittelte Regressionsgerade folgende Form an:

$$B = 0.111 \cdot U_{SQUID} - 0.165. \quad (44)$$

Bei einem Verhältnis der Spulenlänge zum Spulendurchmesser von über 4 konnte die Annahme der langen Spule getroffen werden. Somit erfolgte die Umrechnung der Spulenströme in Feldstärken  $H$  nach [1] über die Beziehung

$$H = \frac{N \cdot I}{l}, \quad (45)$$

wobei  $N$  die Windungszahl,  $I$  der Strom und  $l$  die Länge der Spule darstellen. Es ergab sich somit ein Proportionalitätsfaktor von  $4000 \text{ m}^{-1}$ .

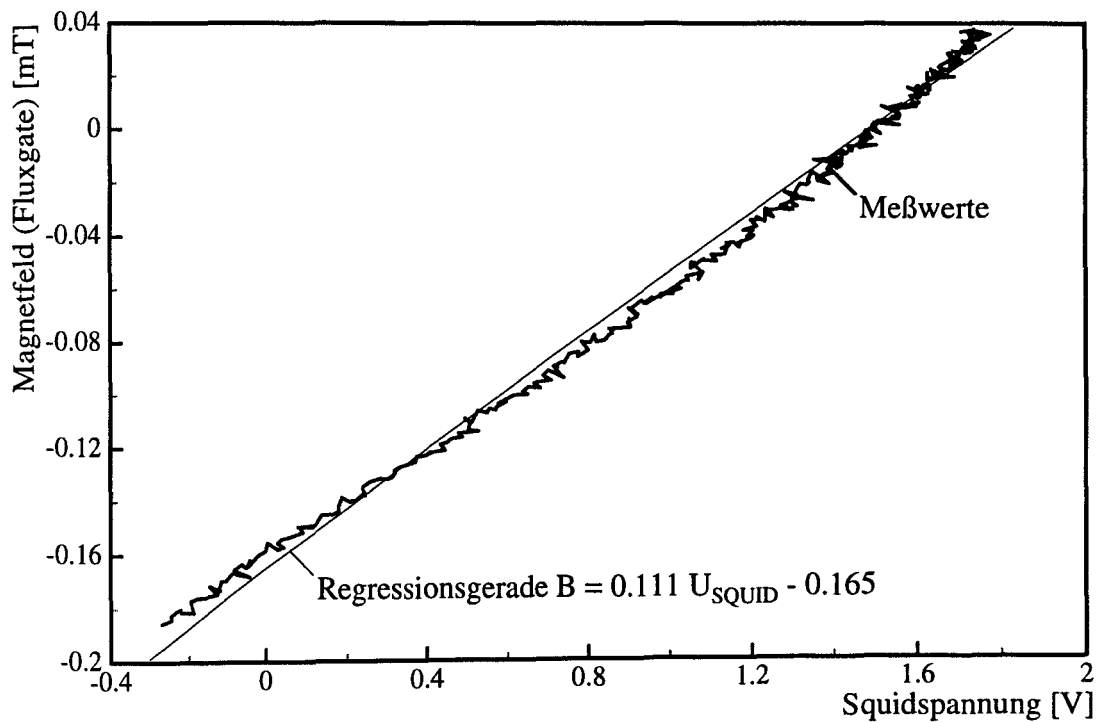


Abbildung 14: Signalkalibrierung des SQUID im Vergleich zu einem geeichten Fluxgate



5. Untersuchte Werkstoffe

Als Probenmaterial wurden werkfrische, zugelassene und in der Praxis häufig verwendete Spannstähle zweier Hersteller, KRUPP SIGMA-STAHl AG, Duisburg und TREFIL EUROPE DRAHTWERK KÖLN GMBH, Köln, sowie ein Spannstahl unbekannter Herkunft verwendet. Dieser ca. 40 Jahre alte Stahl wurde einer abgerissenen Brücke entnommen. Die Motivation einen solchen vorbeanspruchten Stahl zu verwenden bestand darin, das Verfahren an nicht mehr hergestellten Stählen mit zu erproben. Hierdurch sollte die Universalität der Meßmethode geprüft werden.

Es wurde angestrebt, Stähle auszuwählen, die sich hinsichtlich chemischer Zusammensetzung, Gefügezustand (Kornform, Texturierung, Verstreckgrad) deutlich voneinander unterscheiden und weit auseinanderliegende magnetische Eigenschaften aufweisen. Tabelle 1 gibt eine Übersicht über die gelieferten Spannstähle<sup>1</sup>. Die im Zugversuch ermittelten mechanischen Eigenschaften der verwendeten Stähle sind in Tabelle 2 aufgeführt. Der Elastizitätsmodul der Stahlsorten *Krupp* und *Trefi* wird nach Herstellerangaben mit  $2.05 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^2$  angegeben. Die Stähle unterscheiden sich nach der Herstellungsart: die KRUPP-Stähle sind warmgewalzte und vergütete Stähle, die TREFIL-Stähle sind kaltgezogene Drähte. Der Herstellungsvorgang des S33 ist unbekannt. Die siebendräftige Litze besteht aus sechs kaltgezogenen Drähten, die um den mittigen Königsdraht verseilt sind.

Stahl	Hersteller	Bezeichnung	Charge	Profil
KruppR	KRUPP SIGMA-STAHl	St 1420/1570	124862	gerippt
KruppG	KRUPP SIGMA-STAHl	St 1420/1570	189232	glatt
Trefi1	TREFIL EUROPE	St 1470/1670	714504	glatt
Trefi2	TREFIL EUROPE	St 1470/1670	714592	glatt
S33	n.b.	S33	n.b.	glatt
7er Litze	TREFIL EUROPE	St 1570/1770	n.b.	Litze

Tabelle 1: Übersicht über die Probenmaterialien. Die in der Spalte Bezeichnung aufgeführten Zahlen in MPa kennzeichnen zum einen die 0.2%-Dehngrenze  $R_{p0.2}$  (üblicherweise mit Streckgrenze bezeichnet) und zum anderen die Zugfestigkeit  $R_m$ . Beide Zahlen sind als 5%-Quantilen definiert.

Die chemische Analyse der Stahlchargen der *Krupp* und *Trefi* Stäbe durch den Hersteller

<sup>1</sup>Die im Rahmen der hier vorgestellten Forschungsarbeit verwendeten Stahlchargen werden mit Kürzeln bezeichnet. Diese Bezeichnungen werden über den vorliegenden Bericht beibehalten.

Stahl	ø[mm]	Streckgrenze $R_{p0.2}$ [N/mm <sup>2</sup> ]	Zugfestigkeit $R_m$ [N/mm <sup>2</sup> ]	Bruchdehnung $A_{10}$ [%]
KruppR	7.0	1548	1687	8.9
KruppG	10.0	1506	1628	8.6
Trefi1	6.98	1728	1850	8.6
Trefi2	6.98	1543	1724	8.6
S33	8.00	1378	1551	6.0
Litze	12.50	1740	1859	n.b.

Tabelle 2: Experimentell ermittelte Stahleigenschaften

ist in Tabelle 3 dargestellt. Aus dem Unterschied im Silizium-Gehalt ist zu erwarten, daß sich die Magnetostruktionskonstanten im Vorzeichen unterscheiden werden, siehe [29]. Der Silizium-Gehalt der beiden Stahlsorten unterscheidet sich sehr stark: Nach den Zulassungen [8, 9] weisen die KRUPP-Stähle einen Silizium-Gehalt zwischen 1.6 und 2.0% auf. Der Silizium-Gehalt der TREFIL-Stähle liegt zwischen 0.1 und 0.3%. Ein ähnlicher Zusammenhang gilt für den Kohlenstoffgehalt, je mehr Kohlenstoff der Stahl beinhaltet, desto magnetisch härter ist er, d.h. die Koerzitivfeldstärke  $H_C$  steigt.

Die in Form von Rollen angelieferten Stähle wurden in 1.5 m lange Stäbe abgelängt und anschließend auf Prüflänge gesägt. Der Einsatz von Schneidbrennern wurde aufgrund der Wärmebeeinflussung des Gefüges vermieden. Aus jeder Charge wurden fünf Stahlstäbe hergestellt. Im Anschluß erfolgte die Stabpräparation, indem fünf Dehnungsmeßstreifen axial und auf einer Mantellinie im Abstand von 6 cm aufgebracht wurden. Die DMS wurden in eine Reihe so plaziert, daß die gegenüberliegende Seite des Stabes, an der der SQUID-Sensor angreift, frei blieb. So wurde versucht, den Einfluß des DMS-Stromes zu minimieren. Abbildung 15 zeigt die untersuchten Stähle.

Stahl	C [%]	Si [%]	Mn [%]	P [%]	S [%]	Al [%]	Cr [%]	Cu [%]	Mo [%]	Ni [%]
KruppR	0.56	1.73	0.58	0.007	0.003	0.008	0.40	0.12	0.01	0.06
KruppG	0.55	1.70	0.62	0.010	0.002	0.018	0.37	0.06	0.01	0.05
Trefi1	0.82	0.22	0.80	0.007	0.009	n.b.	n.b.	n.b.	n.b.	n.b.
Trefi2	0.83	0.21	0.77	0.006	0.009	n.b.	n.b.	n.b.	n.b.	n.b.

Tabelle 3: Chemische Zusammensetzung der verwendeten Materialien



5. Zugversuche

Zur Überprüfung des hier angewandten magnetostatischen Verfahrens wurden zunächst Zugversuche an nackten Stäben durchgeführt. Desweiteren mußte überprüft werden, inwieweit die Umgebungstemperatur einen signifikanten Einfluß auf die Meßmethode ausübt. Hierzu wurden die Zugversuche bei -15° und 60°C auf Zug durchgeführt. Der Einfluß rechnerisch zu berücksichtigen.

5.1 Experiment

Die Zugversuche wurden an einer Zugschraube des Typs 1000 durchgeführt. Die Traversen und die Stahlstäbe wurden mittels einer Klemmzange gehalten.

Bei den Zugversuchen wurde eine Zugschraube als Belastungsmittel eingesetzt. Die Kraftmessung wurde mittels einer Kraftmesszelle durchgeführt.

Die Verschiebung wurde mittels einer Dehnmeßstreife gemessen. Die Verschiebung wurde mittels einer Dehnmeßstreife gemessen.

Die Versuche wurden bis zu einer maximalen Dehnung von 10% durchgeführt. Die Versuche wurden bis zu einer maximalen Dehnung von 10% durchgeführt.

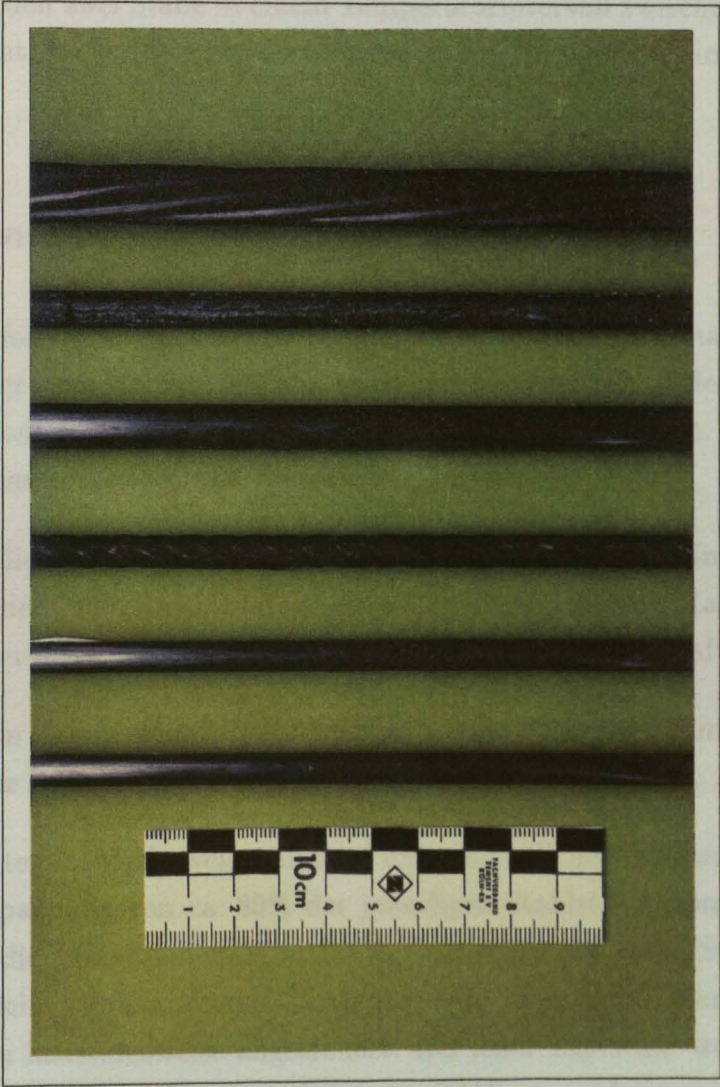


Abbildung 15: Übersicht über die verwendeten Stahlsorten. Von oben nach unten: 7er Litze, S33, KruppG, KruppR, Trefi1 und Trefi2.

## 6. Zugversuche

Zur Erprobung des hier angewandten magnetoelastischen Verfahrens wurden zunächst Zugversuche an nackten Stäben durchgeführt. Desweiteren mußte überprüft werden, inwieweit die Umgebungstemperatur einen signifikanten Einfluß auf die Meßmethode ausübt. Hierzu wurden zwei Stäbe in einem Temperaturintervall zwischen 19° und 60°C auf Zug beansprucht. Es wurde außerdem versucht, den Temperatureinfluß rechnerisch nachzuvollziehen.

### 6.1 Experimenteller Aufbau

Die Zugversuche erfolgten in einer elektromechanischen Universalprüfmaschine des Typs Zwick 1484 mit einer Nennlast von 500 kN. Aufgrund der Parallelität der Traversen und der Steuermöglichkeiten ist eine gelenkfreie Krafteinleitung gesichert. Die Stahlstäbe wurden mittels Klemmbacken an die Traversen befestigt.

Bei den wegekонтроlierten Versuchen diente der Traversenweg der Prüfmaschine als Regelgröße für den in der Prüfmaschine integrierten Regelverstärker mit Rampengenerator. Die Kraftmessung erfolgte über die in die Fahrtraverse eingebaute Kraftmeßdose.

Zur Vermeidung von Temperaturdrift-Effekten wurde der Versuchsraum mittels Klimagerät bei konstanter Raumtemperatur gehalten.

Die Versuche erfolgten laststufenweise mit zwei unterschiedlichen Auflösungsstufen bis zu einer maximalen Spannung von ca. 80% der jeweiligen Stahlstreckgrenze. Beim ersten Versuch betrugen die Laststufen  $\Delta F = 2$  kN, wobei nur an einer Stelle des Stahls gemessen wurde. Beim zweiten Versuch hingegen — in diesem Fall war  $\Delta F = 4$  kN — wurden fünf Stellen laststufenweise angesteuert. Bei jeder Laststufe wurde der Sensor an die entsprechende Stelle positioniert, die einem DMS zuzuordnen war.

Um auf eine aufwendige Entmagnetisierung des zu untersuchenden Stahls zu verzichten, erfolgte lediglich eine Vormagnetisierung, in dem zwei Hystereseschleifen hintereinander aufgenommen wurden, wobei nur die Daten der zweiten Kurve in der weiteren Auswertung berücksichtigt wurden. Diese Art der Vor- bzw. Entmagnetisierung wurde deshalb gewählt, da eine In-situ Entmagnetisierung wie anfangs dargestellt, nicht zu vertreten ist. Die Vormagnetisierung der Stähle ist jedoch so unterschiedlich, daß letztere, wie sie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wird, den besten Kompromiß darstellt.

Die Dehnungen der fünf DMS und die Last der Prüfmaschine wurden über einen Vielstellenmeßverstärker des Typs MGC aus dem Hause Hottinger-Baldwin Meßtechnik gemessen. Die einzelnen Kanäle des MGC sind entsprechend Abbildung 16 über die serielle Schnittstelle mit dem Meßwerterfassungsrechner verbunden. Es wurde ein MGC gewählt, da dieser einzelne Meßverstärkerkanäle sowie analoge Eingänge in modularer Bauweise zur Verfügung stellt. In Kombination mit der Meßwerterfassungssoftware Dia-Dago der Fa. GfS konnten die Meßwerte entsprechend erfaßt und aufbereitet werden.

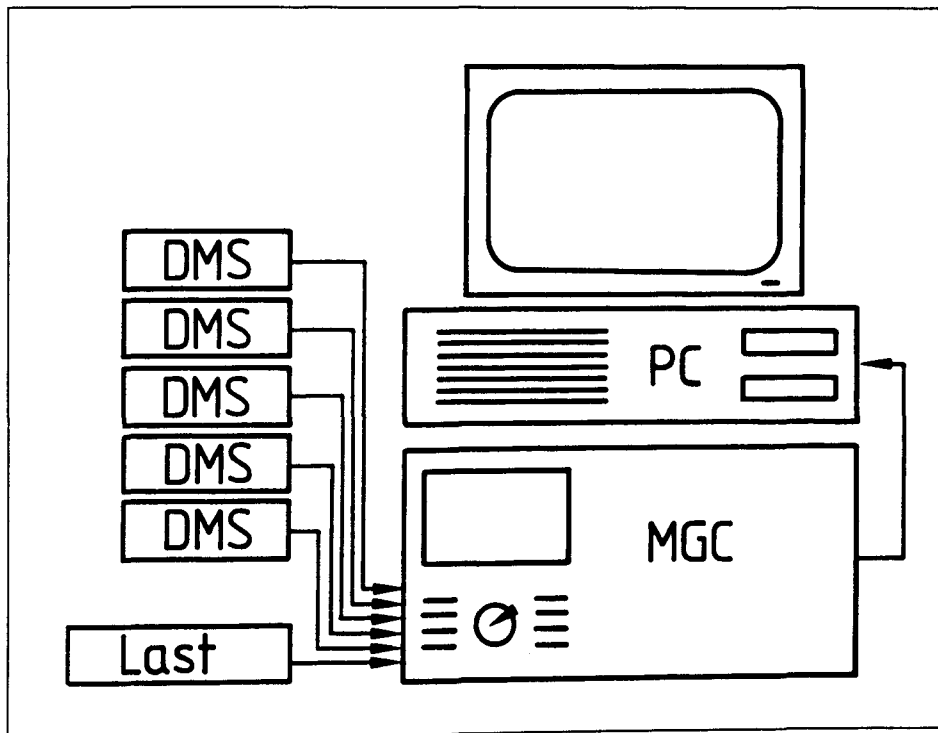


Abbildung 16: Erfassung der Dehnungs- und Lastwerte

## 6.2 Auswertevorgang

Üblicherweise werden bei der Bestimmung der magnetischen Feldstärke im Material die Koerzitivfeldstärke sowie die Auswirkung des entmagnetisierenden Feldes bestimmt. Das entmagnetisierende Feld  $H_N$  rührt von den freien Polen an den Enden der Probe her. Es gilt dann

$$H_{Probe} = H_{Spule} - H_N. \quad (46)$$

Bei den hier beschriebenen Untersuchungen entfällt die Bestimmung des entmagneti-

sierenden Feldes, da es sich um "lange" Stäbe handelt. In diesem Fall besteht keine Wechselwirkung zwischen den beiden Stabenden. Diese Tatsache bringt den entscheidenden Vorteil, daß die Bestimmung der Permeabilität uneingeschränkt als

$$\mu = \frac{\partial B}{\partial H} \quad (47)$$

möglich wird.

Da die Auswertesoftware im Laufe des Vorhabens entwickelt und verbessert wurde, verbesserten sich somit auch die Auswertungsvorgänge.

### 6.3 Darstellung und Deutung der Meßergebnisse

Die Ermittlung der magnetischen Eigenschaften erfolgt aus den Hysteresisschleifen. Deshalb werden im folgenden die Auswirkungen einer mechanischen Zugspannung auf den Verlauf der magnetischen Hysterese experimentell nachgewiesen.

In Abbildung 17 wird der Hystereseverlauf der magnetischen Flußdichte in Abhängigkeit unterschiedlicher Zugspannungen dargestellt. Das Material besitzt eine negative Magnetostraktion und erniedrigt seine Permeabilität bei wachsender Zugspannung. Dieses Verhalten zeichnet sich durch das Abflachen der Magnetisierungskurve ab. Diese Kurven sind, wie bereits erwähnt, ohne Entmagnetisierung des Stabes erfaßt, sodaß sie mit einem Offset versehen sind.

Die Bestimmung der Polarisation durch

$$J = B - \mu_0 \cdot H \quad (48)$$

ermöglicht die Berechnung der Permeabilität, d.h. der maximalen Steigung der Hysteresisschleife, unter Berücksichtigung der magnetischen Feldstärke. Die magnetischen Kenngrößen, wie sie in der folgenden Gleichung benötigt werden, sind wie folgt gesetzt worden:

- Sättigungspolarisation  $J_S = 10^{-4} \text{ T}$ ,
- Anisotropiekonstante  $k = 4 \cdot 10^{-7} \text{ J/m}^3$  und
- Magnetostraktionskonstante  $\lambda_S = -2.2 \cdot 10^{-10} [\text{AN/Vms}]$ .

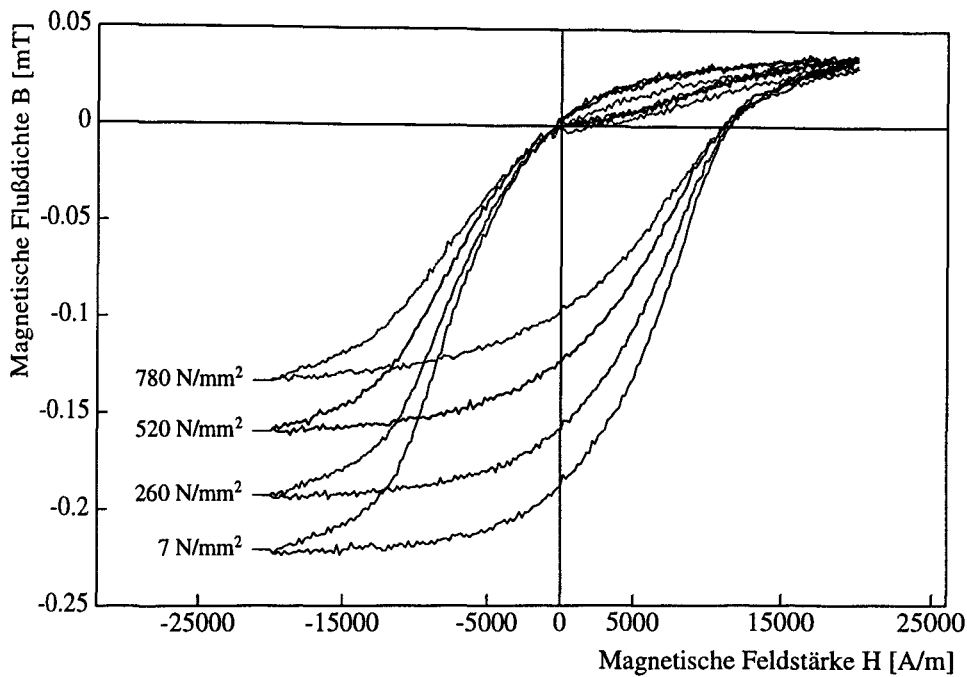


Abbildung 17: Einfluß einer mechanischen Spannung auf den Verlauf der magnetischen Hysteresisschleife

Werden diese Kennwerte in folgender Gleichung eingesetzt:

$$J = \frac{J_S^2}{k - 3\lambda_S \cdot \sigma} \cdot H, \tag{49}$$

so erhält man die in Abbildung 18 dargestellten gestrichelten Geraden, die den Einfluß einer mechanischen Zugspannung beschreiben. Die magnetischen Kennwerte wurden aus nicht-linearen Regressionen der aus dem hysteretischen Verlauf der magnetischen Flußdichte gewonnenen Abhängigkeit der relativen Permeabilität von der mechanischen Zugspannung berechnet. Eine eingehende Darstellung erfolgt später.

Die Abbildung 18 zeigt, daß die Sättigungspolarisation mit steigender Zugspannung abnimmt. Die Polarisationschleifen zeigen allerdings, daß die Polarisation einen Maximalwert bei ca. 5000 A/m besitzt, um leicht zu einem Endwert abzufallen. Es ergibt sich eine Unstimmigkeit hinsichtlich der Bestimmung der Polarisation. Zu erwarten wäre ein Erreichen einer Maximalpolarisation, die auf die Sättigung hindeutet. Anschließend würde die Meßkurve horizontal verlaufen. Dem ist offensichtlich nicht so. Dieses läßt sich durch den nicht vernachlässigbaren Abstand des Sensors zur Anregungsspule erklären. Dieser Abstand führt zu einem Verlust von Feldlinien, die die Stahlprobe verlassen, und somit die Polarisation reduzieren. Es wird deutlich, daß die Bestimmung der Verlustleistung

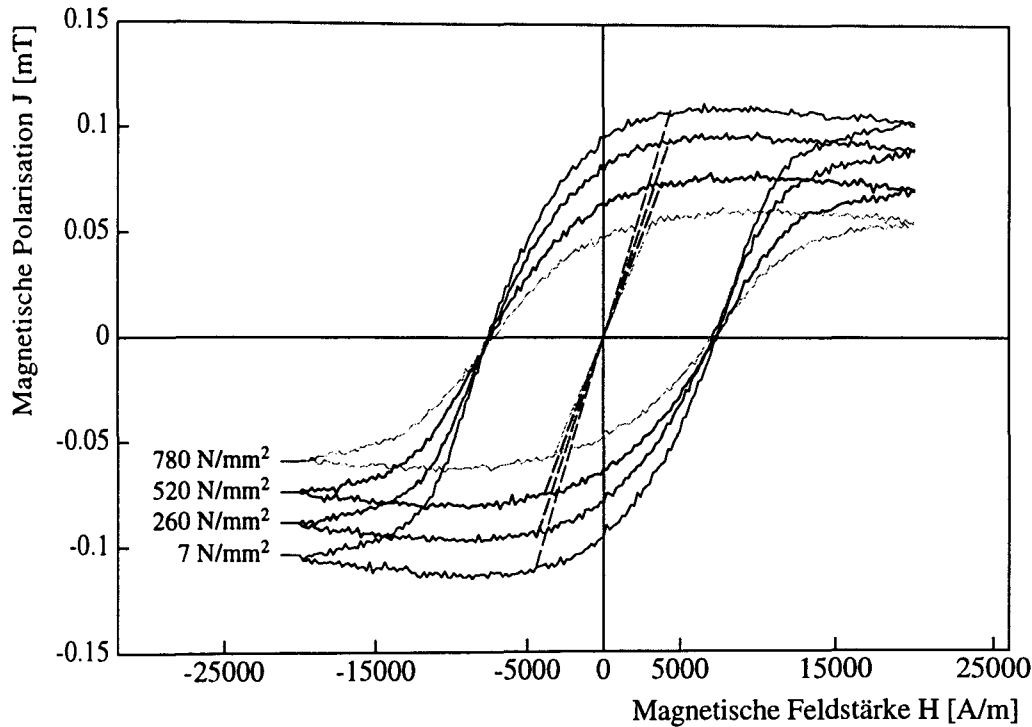


Abbildung 18: Einfluß einer mechanischen Spannung auf den Verlauf der magnetischen Hystereseschleife, wobei in diesem Fall die Polarisation als magnetische Kenngröße gewählt wurde.

hierdurch mit einem Fehler behaftet wird. Bei der Bestimmung der Remanenz, der Koerzitivfeldstärke und der Permeabilität tritt dieser Fehler nicht auf, da die Bestimmung dieser Größen unabhängig von einer Dämpfung im Sättigungsbereich ist.

Die Ergebnisse der Zugversuche an nackten Stählen sind in den Abbildungen 19 bis 38 dargestellt. Diese Bilder zeigen den Verlauf der Remanenz  $B_R$ , der Koerzitivfeldstärke  $H_C$ , der relativen Permeabilität  $\mu_r$  und der magnetischen Verlustleistung  $W_V$  in Abhängigkeit von der mechanischen Spannung.

Es zeichnen sich zwei grundsätzliche Verläufe dieser Meßgrößen ab:

- ein Ansteigen der magnetischen Größen bei kleineren Spannungen mit anschließendem Abfall nach einem Maximum sowie
- ein genereller Abfall o.g. Meßgrößen bei steigender mechanischer Zugspannung.

Der Unterschied in den Kurvenverläufen ist auf den Siliziumgehalt der untersuchten Stähle zurückzuführen. Bei den kaltverformten Stählen beträgt letzterer ca. 0.2%, wäh-

rend die Stäbe aus dem Hause KRUPP-SIGMA einen Siliziumgehalt von ca. 1.7% aufweisen. Entsprechend [22] führt das durch mechanischen Zug entstehende magnetische Feld zu einer Erhöhung der positiven Magnetostruktionskonstante  $\lambda_S$  von Eisen infolge höherer Spannungen. Dies hat einen größeren Einfluß auf die Magnetostruktionskonstante als der o.g. Siliziumgehalt und erklärt den Vorzeichenwechsel der Kurvensteigungen.

Entsprechend den Gleichungen (3) und (49) kann geschrieben werden:

$$\mu_r(\sigma) = 1 + \frac{J_S^2}{\mu_0(k - 3\lambda_S \cdot \sigma)}.$$

(50)

Der Summand 1 rührt von der Umrechnung von magnetischen Polarisationen in magnetischen Flußdichten her, da  $B = \mu_0 \cdot H + J$ .

Die Kennlinie der Kurve ist eine Hyperbel. Das Vorzeichen der Sättigungsmagnetostruktion gibt an, ob die Hyperbel fallend oder steigend ist.

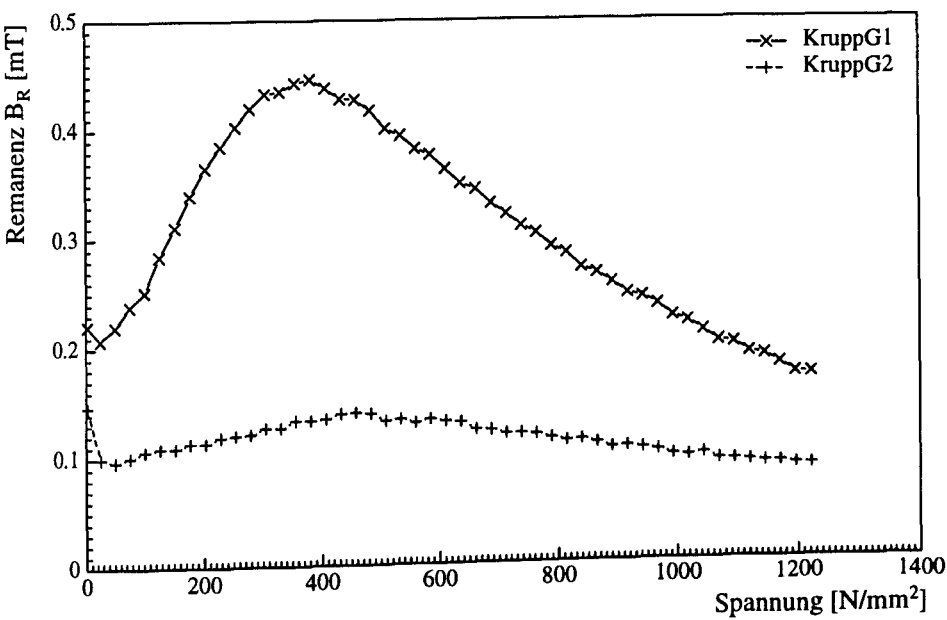


Abbildung 19: Spannungsabhängigkeit der Remanenz der Spannstähle des Typs *KruppG*

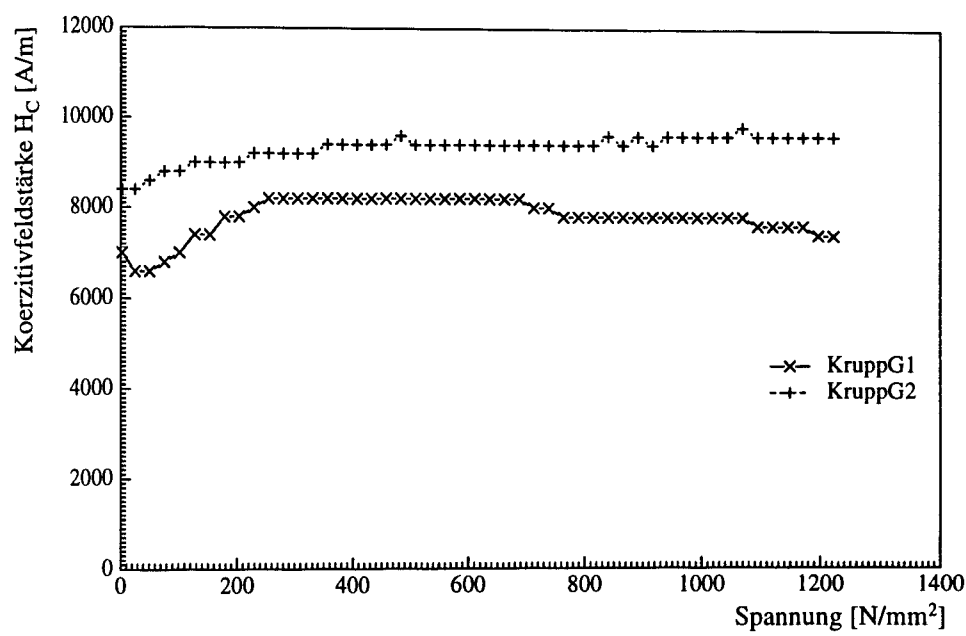


Abbildung 20: Spannungsabhängigkeit der Koerzitivfeldstärke der Spannstähle des Typs *KruppG*

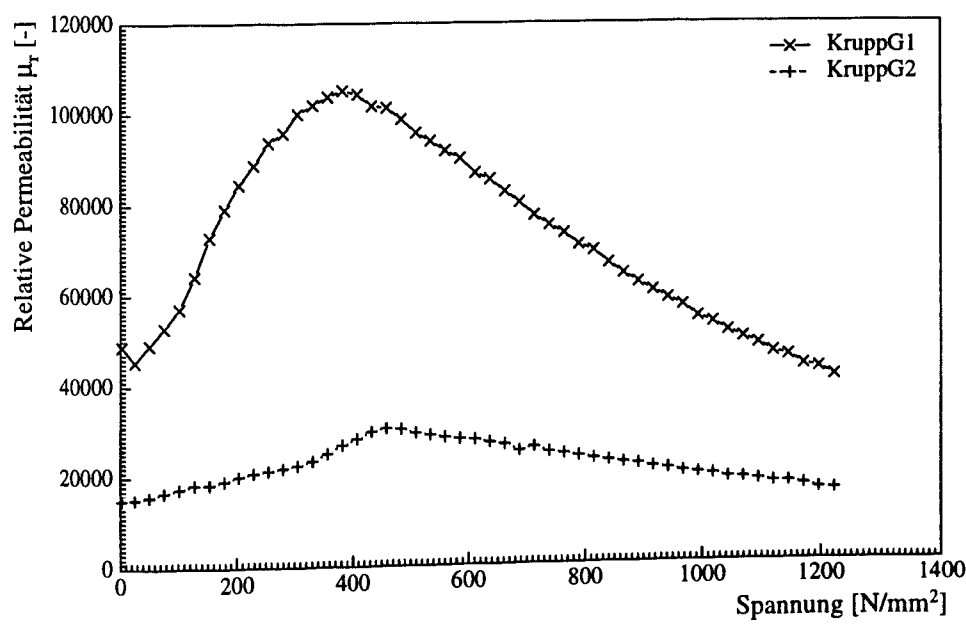


Abbildung 21: Spannungsabhängigkeit der relativen Permeabilität der Spannstähle des Typs *KruppG*



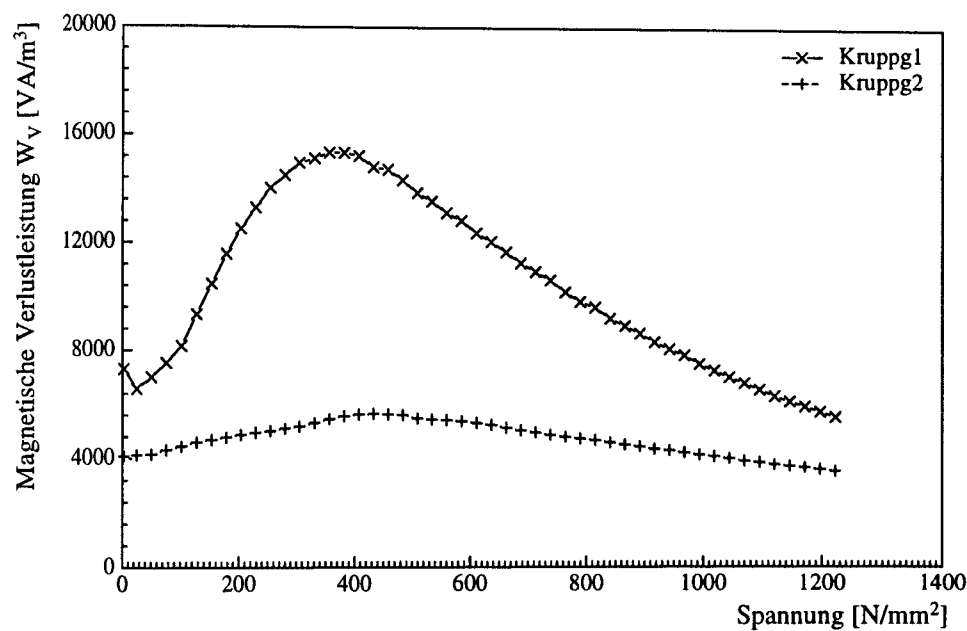


Abbildung 22: Spannungsabhängigkeit der magnetischen Verlustleistung der Spannstähle des Typs *KruppG*

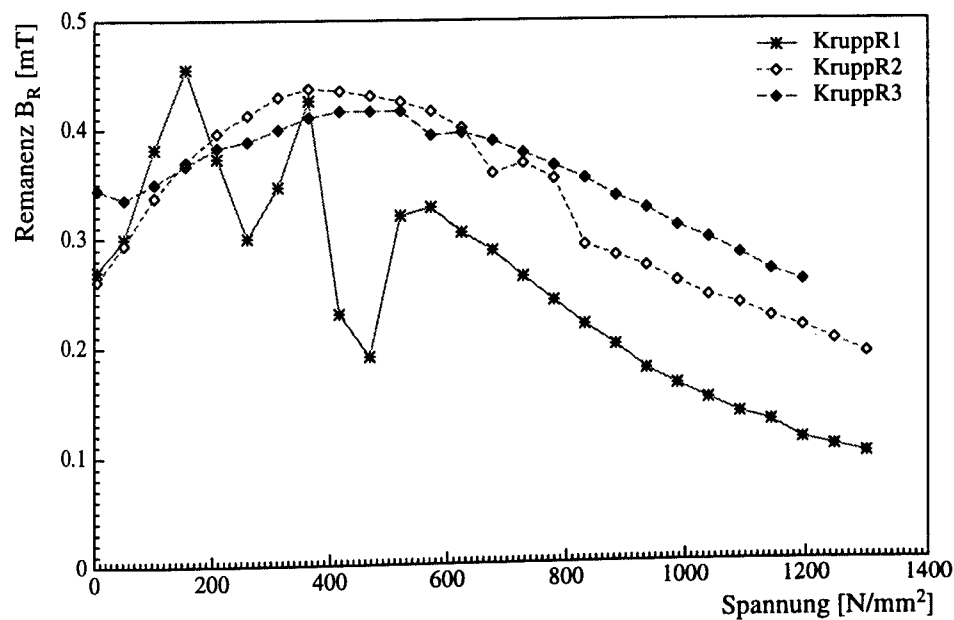


Abbildung 23: Spannungsabhängigkeit der Remanenz der Spannstähle des Typs *KruppR*

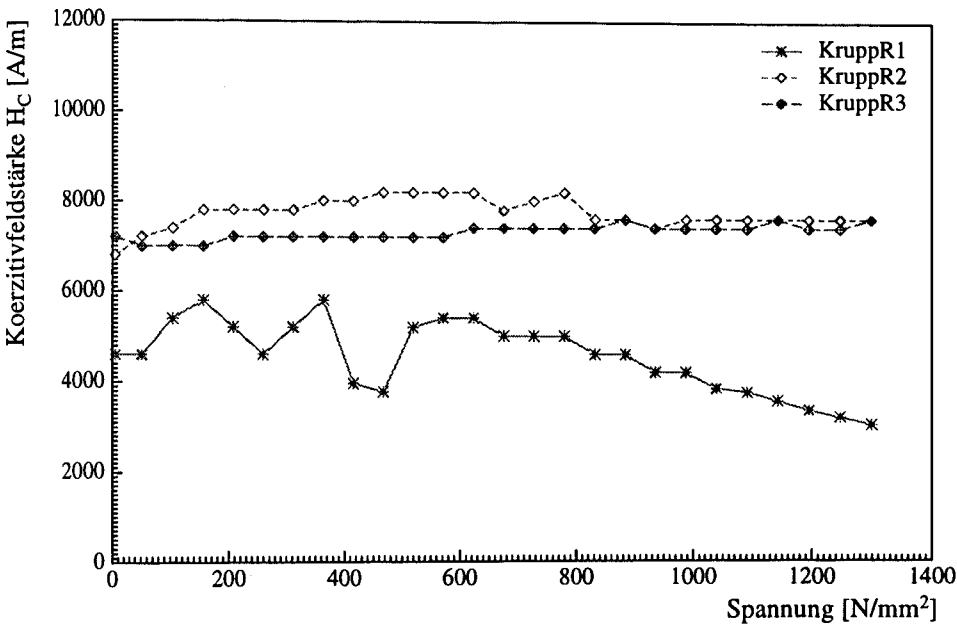


Abbildung 24: Spannungsabhängigkeit der Koerzitivfeldstärke der Spannstähle des Typs *KruppR*

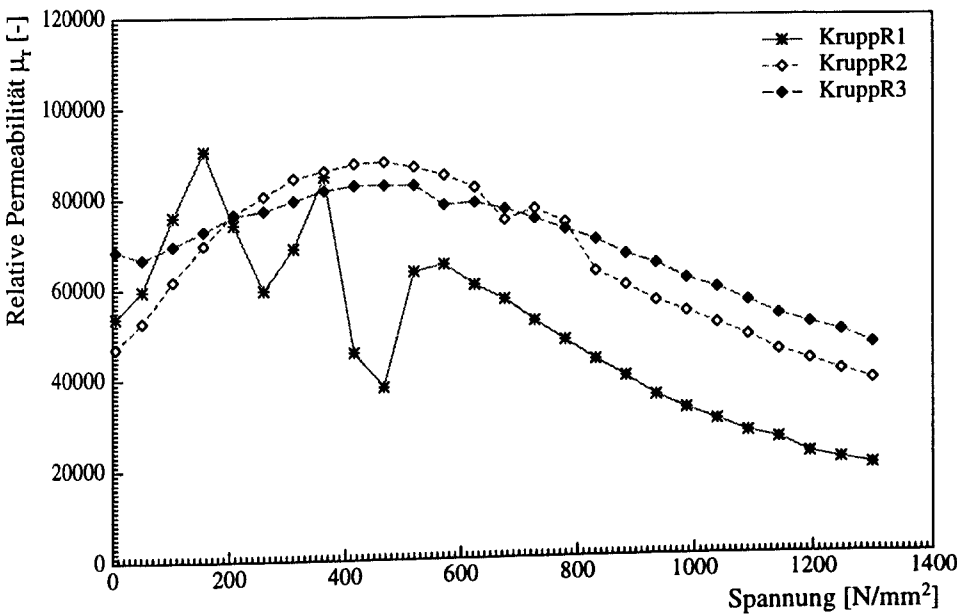


Abbildung 25: Spannungsabhängigkeit der relativen Permeabilität der Spannstähle des Typs *KruppR*

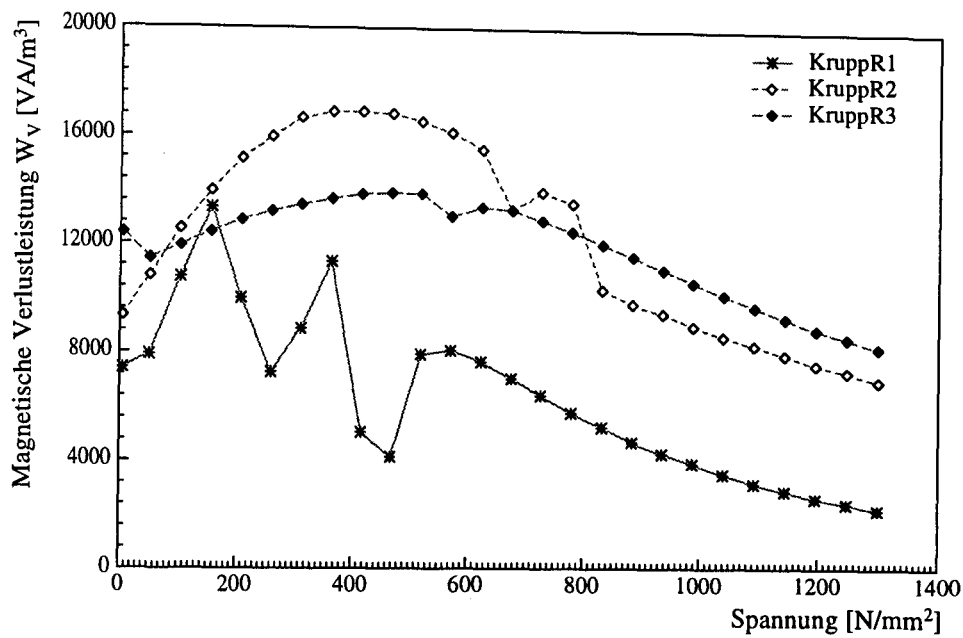


Abbildung 26: Spannungsabhängigkeit der magnetischen Verlustleistung der Spannstähle des Typs *KruppR*

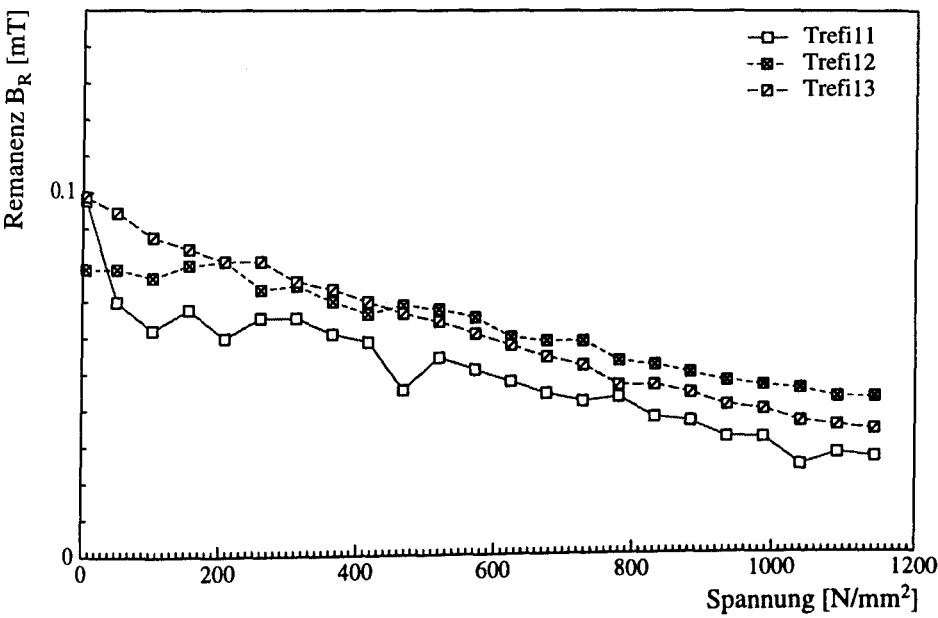


Abbildung 27: Spannungsabhängigkeit der Remanenz der Spannstähle des Typs *Trefi1*

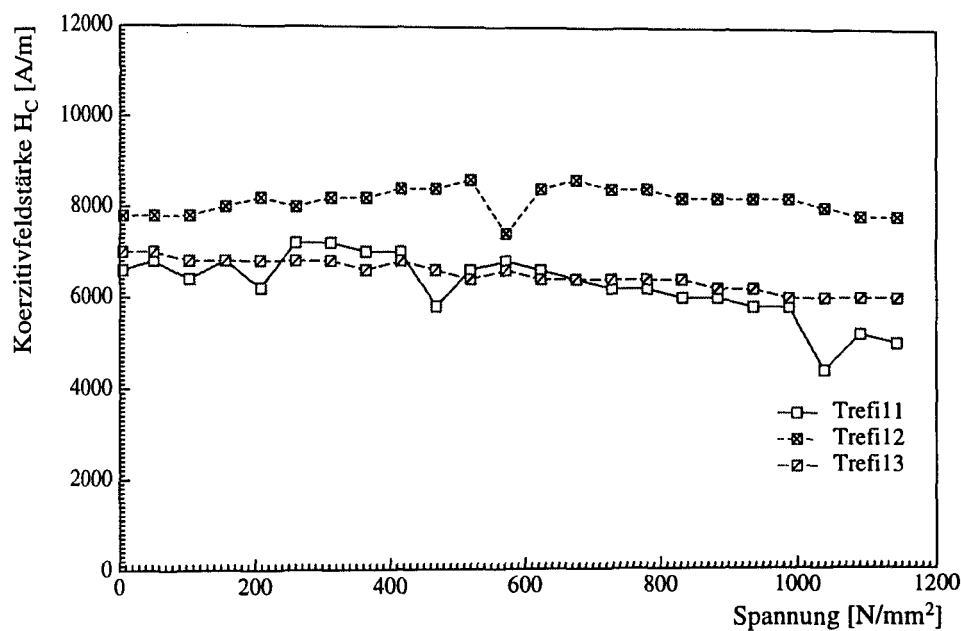


Abbildung 28: Spannungsabhängigkeit der Koerzitivfeldstärke der Spannstähle des Typs *Trefi1*

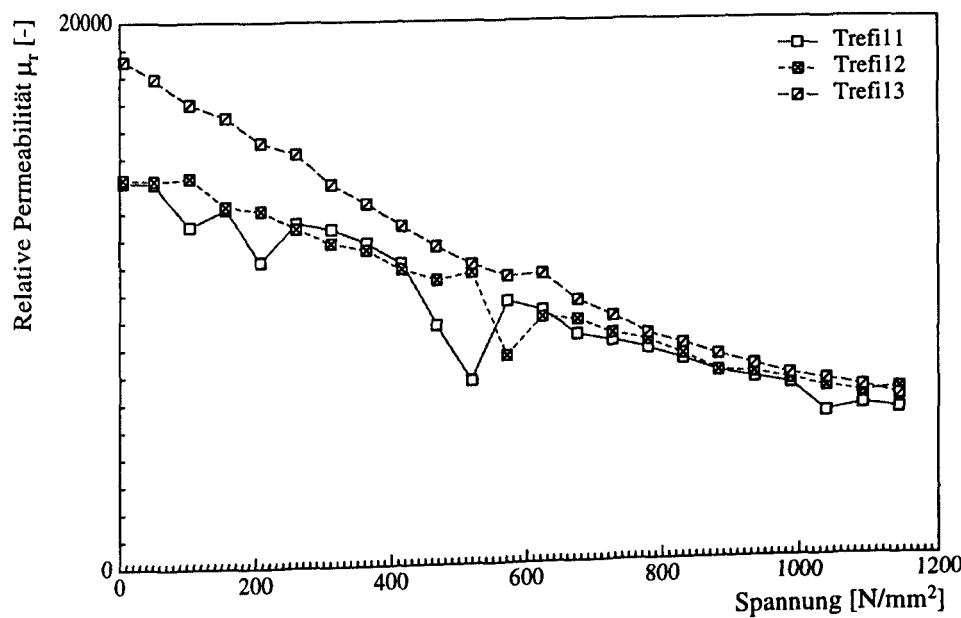


Abbildung 29: Spannungsabhängigkeit der relativen Permeabilität der Spannstähle des Typs *Trefi1*

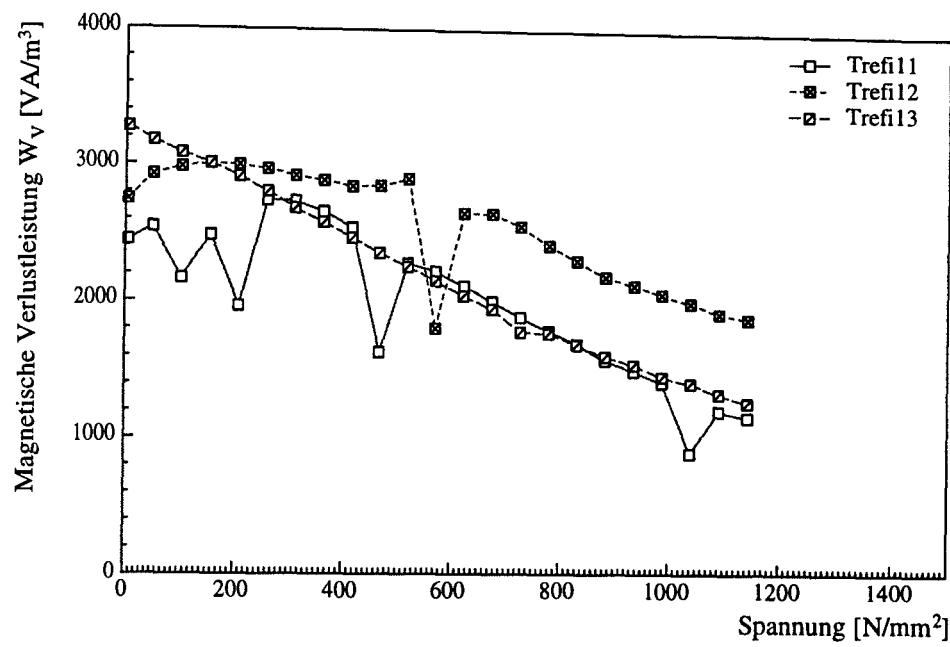


Abbildung 30: Spannungsabhängigkeit der magnetischen Verlustleistung  
Spannstähle des Typs *Trefi1* der

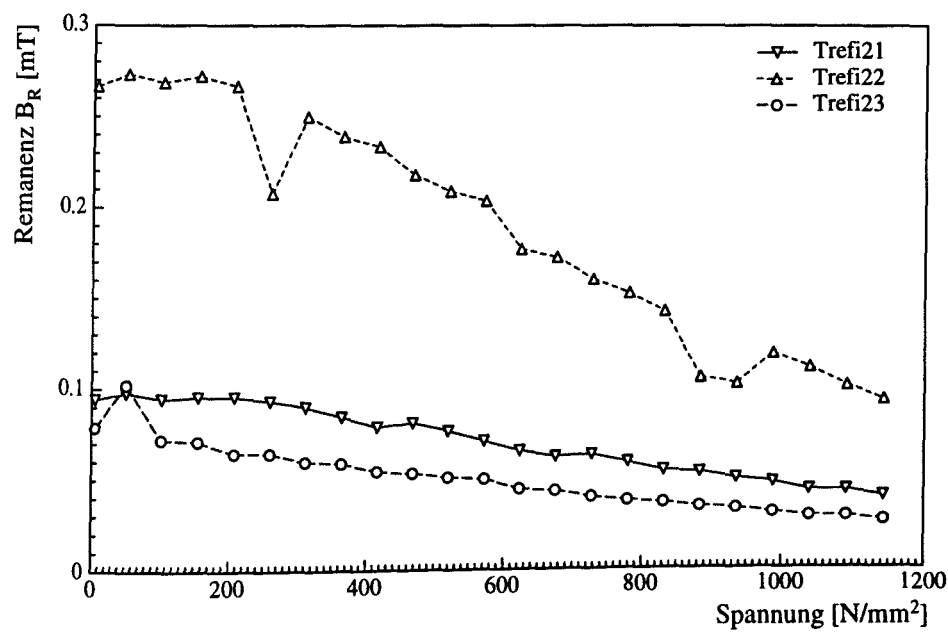


Abbildung 31: Spannungsabhängigkeit der Remanenz der Spannstähle des Typs *Trefi2*

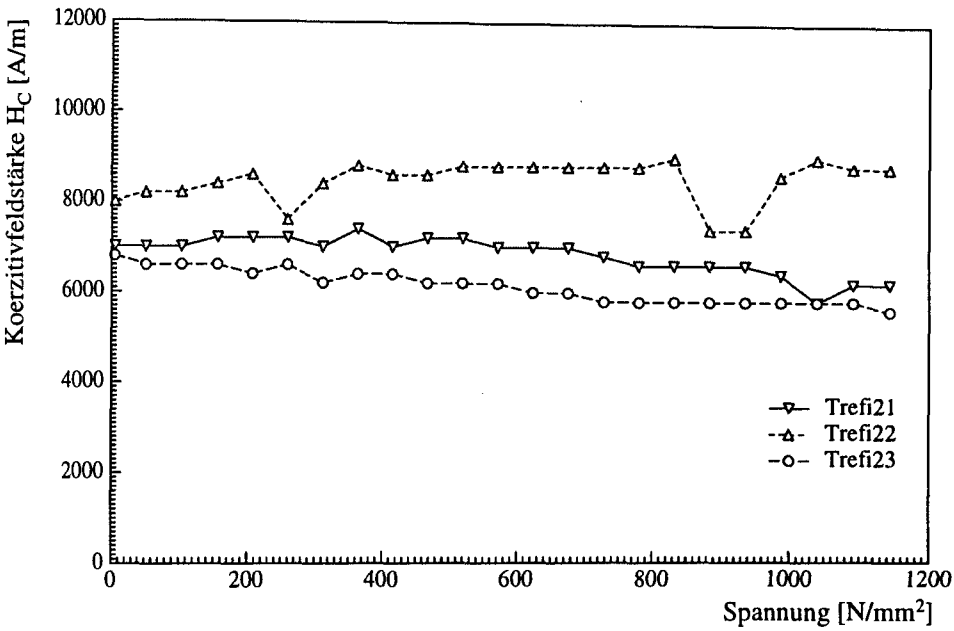


Abbildung 32: Spannungsabhängigkeit der Koerzitivfeldstärke der Spannstähle des Typs *Trefi2*

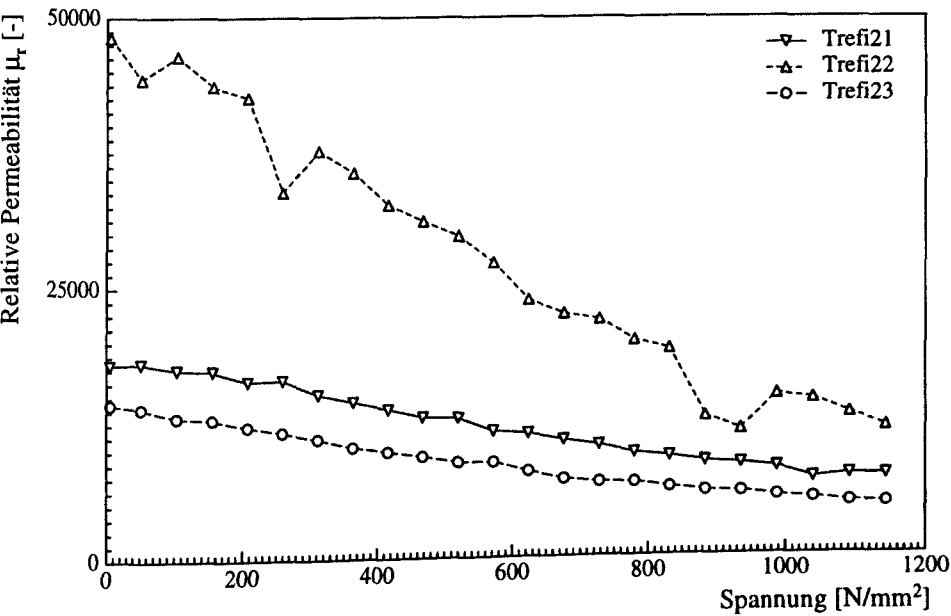


Abbildung 33: Spannungsabhängigkeit der relativen Permeabilität der Spannstähle des Typs *Trefi2*

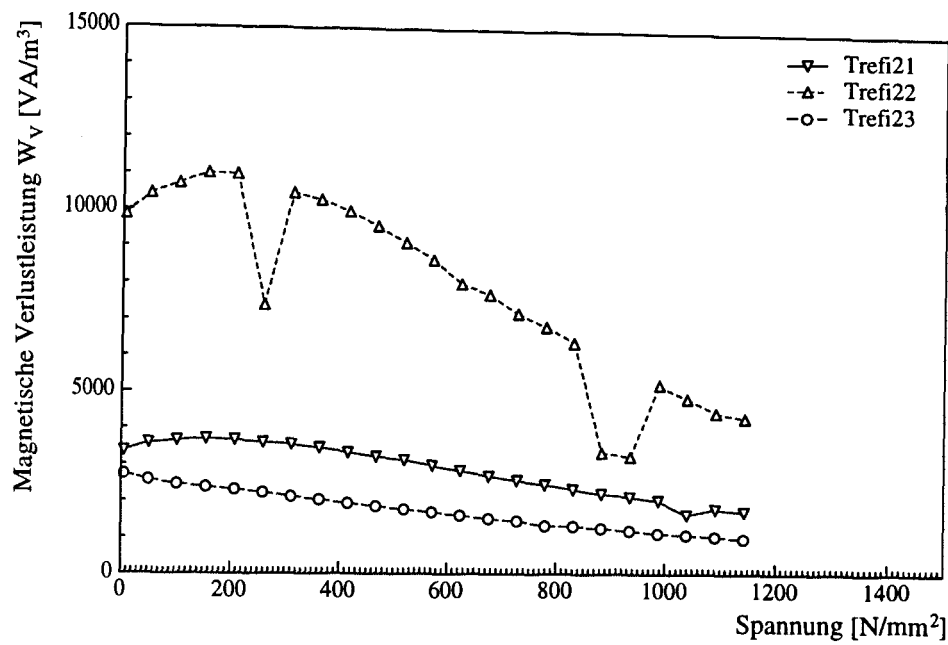


Abbildung 34: Spannungsabhängigkeit der magnetischen Verlustleistung der Spannstähle des Typs Trefi2

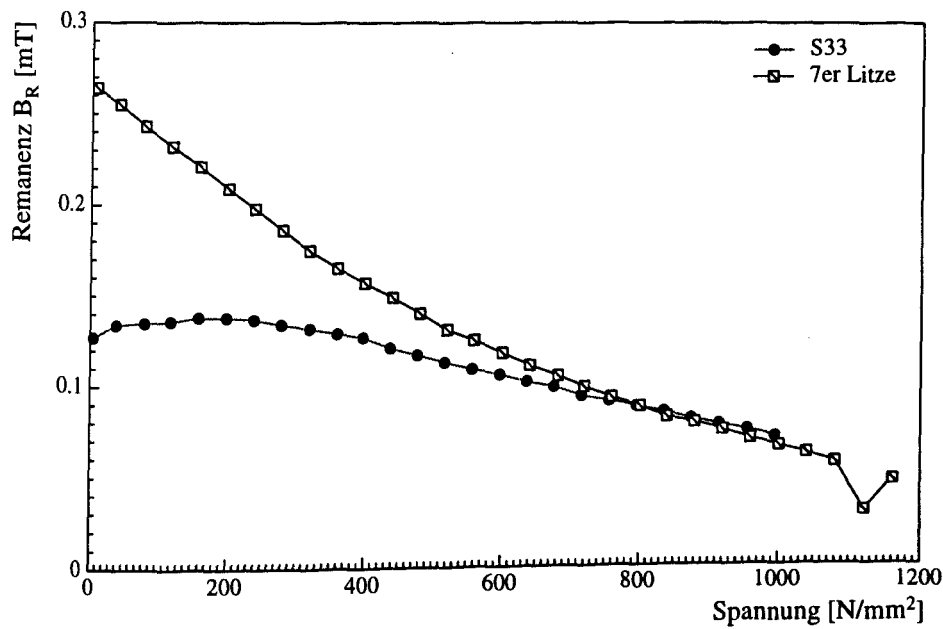


Abbildung 35: Spannungsabhängigkeit der Remanenz des S33 und der 7er Litze

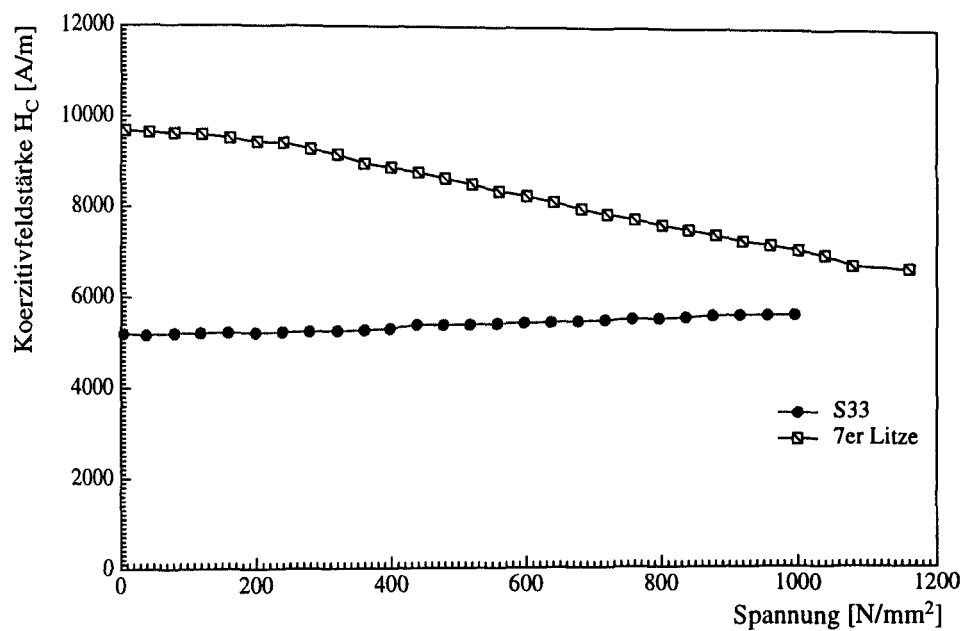


Abbildung 36: Spannungsabhängigkeit der Koerzitivfeldstärke des S33 und der 7er Litze

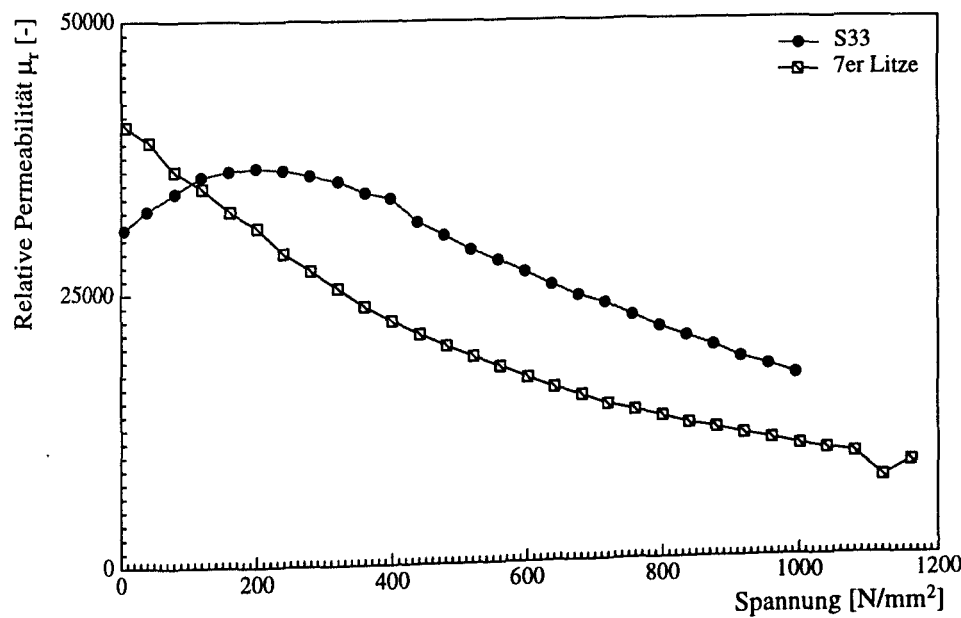


Abbildung 37: Spannungsabhängigkeit der relativen Permeabilität des S33 und der 7er Litze



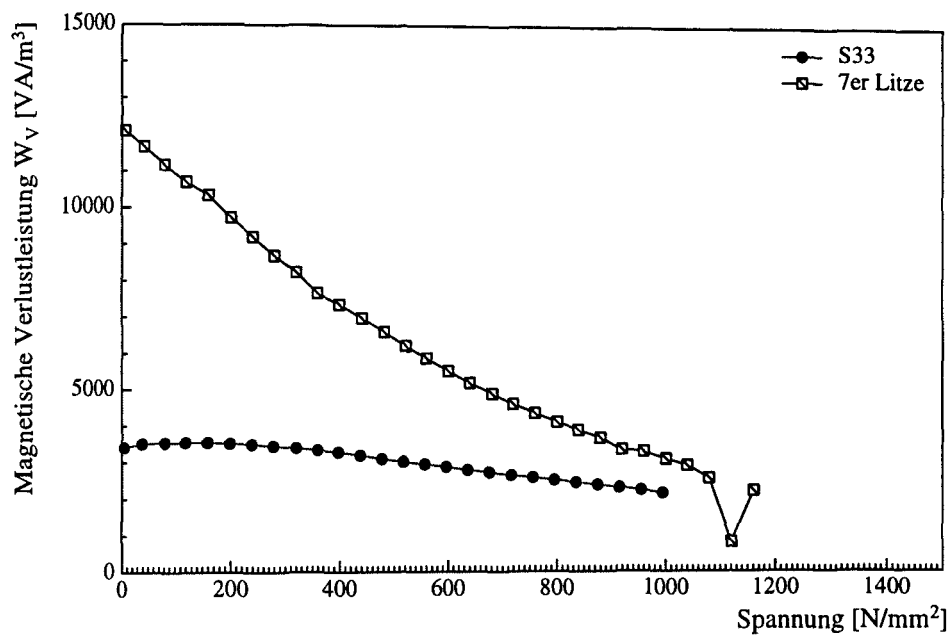


Abbildung 38: Spannungsabhängigkeit der magnetischen Verlustleistung des S33 und der 7er Litze

Ausgehend von den gemessenen Kurven der Spannungsabhängigkeit der Permeabilität wurden nicht-lineare Regressionen durchgeführt. Gleichung (50) wurde für diese Berechnungen herangezogen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 zusammengefaßt.

Stahlprobe	$J_S$ [T]	$k$ [J/m³]	$\lambda_S$ [AN/Vsm]
Trefi11	$1.071 \cdot 10^{-4}$	$6.041 \cdot 10^{-7}$	$-2.536 \cdot 10^{-10}$
Trefi12	$9.945 \cdot 10^{-5}$	$5.040 \cdot 10^{-7}$	$-2.044 \cdot 10^{-10}$
Trefi13	$1.004 \cdot 10^{-4}$	$4.002 \cdot 10^{-7}$	$-2.203 \cdot 10^{-10}$
Trefi21	$9.979 \cdot 10^{-5}$	$3.958 \cdot 10^{-7}$	$-1.697 \cdot 10^{-10}$
Trefi22	$1.980 \cdot 10^{-4}$	$5.824 \cdot 10^{-7}$	$-3.903 \cdot 10^{-10}$
Trefi23	$1.009 \cdot 10^{-4}$	$5.205 \cdot 10^{-7}$	$-2.768 \cdot 10^{-10}$
Litze	$2.102 \cdot 10^{-4}$	$7.896 \cdot 10^{-7}$	$-7.206 \cdot 10^{-10}$

Tabelle 4: Ermittelten Materialkonstanten der kaltgezogenen Drähte und der sieben-dräftigen Litze aus nicht-linearer Regression

Die reproduzierbaren ermittelten Materialkonstanten liegen für alle Versuche in der selben Größenordnung. Die errechneten Werte der Sättigungspolarisation bewegen sich im Bereich des 0.1 mT, genauer  $1.015 \cdot 10^{-4} \text{ T} \pm 4\%$ . Dieser Wert ging bereits aus der Bestimmung des spannungsabhängigen Verlaufes der Remanenz am Beispiel der kalt-verformten Stähle hervor. Dies zeigt die Schlüssigkeit der erzielten Meßergebnisse im Vergleich zu den erwarteten rechnerischen Kenngrößen. Die gerechneten Werte der Anisotropiekonstanten  $k$  schwanken um 20% um den Mittelwert  $5.011 \cdot 10^{-7} \text{ J/m}^3$ . Daraus wird gefolgert:  $k_K + k_u$  schwanken um 10% um  $2.5 \cdot 10^{-7} \text{ J/m}^3$ , siehe Gleichung (22). E. KNELLER [29] gibt für den Kennwert der Kristallanisotropie von Eisen-Legierungen einen Wert von  $2 \cdot 10^{-6} \text{ J/m}^3$  an. Bestimmt wurde jedoch der überlagerte Wert der Kristall- sowie spannungsinduzierten Anisotropie. Da Spannstähle erfahrungsgemäß stark mit Eigenspannungen versehen sind, kann  $k_u$  durchaus Werte in der Größenordnung von  $k_K$  annehmen [5]. So sind die etwas geringeren Werte des kummulierten Kennwertes  $k$  als Überlagerung zweier entgegengewirkender Mechanismen zu deuten. Es ist anzunehmen, daß die Werte von  $k$  bezüglich des Verlaufes von  $\mu_r$  vs.  $\sigma$  eine eher untergeordnete Rolle spielen, insbesondere hinsichtlich der relativ kleinen Schwankungsbreite. Entscheidend erscheint vielmehr die Streuung der ermittelten Sättigungsmagnetostriktionen. Die aus nicht-linearer Regression ermittelten Werte von  $\lambda_S$  streuen um ca. 47% um  $-2.250 \cdot 10^{-10} \text{ AN/Vms}$ , wenn die  $-3.903 \cdot 10^{-10} \text{ AN/Vms}$  nicht berücksichtigt werden, da außer  $\lambda_S$  vor allem auch der Wert von  $J_S$  aus der Reihe fällt.

Zur Veranschaulichung und Validierung des Einflusses der jeweiligen Schwankungsbreiten wurden Parameterstudien durchgeführt, bei denen jeweils die Parameter  $J_S$ ,  $k$  und  $\lambda_S$  in deren Streubereich variiert wurden. Die Berechnungsergebnisse sind in Abbildung 39 bis 41 zusammengefaßt. Es stellt sich heraus, daß eine Variation von  $J_S$  ein Verschieben der Kurven in der Horizontalen zur Folge hat, wobei der Fehler im Spannungsbereich ab  $400 \text{ N/mm}^2$  konstant ist. Die Streuung von  $k$  hingegen zeigt eine starke Schwankung der berechneten Permeabilitäten im Spannungsbereich bis  $500 \text{ N/mm}^2$ . Dies ist offensichtlich damit zu deuten, daß der Einfluß der Zugspannung erst ab höheren Spannungen die restlichen Anisotropien überlagert. Wie erwartet, spielt  $\lambda_S$  die größte Rolle, insbesondere was die Bandbreite der Messung anbelangt. Je höher  $\lambda_S$ , desto bemerkbarer macht sich die mechanische Zugspannung. Mit Hilfe der ermittelten magnetischen Kennwerte wurden nun die experimentellen Verläufe der relativen Permeabilität unter mechanischer Zugspannung simuliert. Das Ergebnis dieser Rechnungen ist in Abbildung 42 für die kaltverformten Stähle dargestellt.

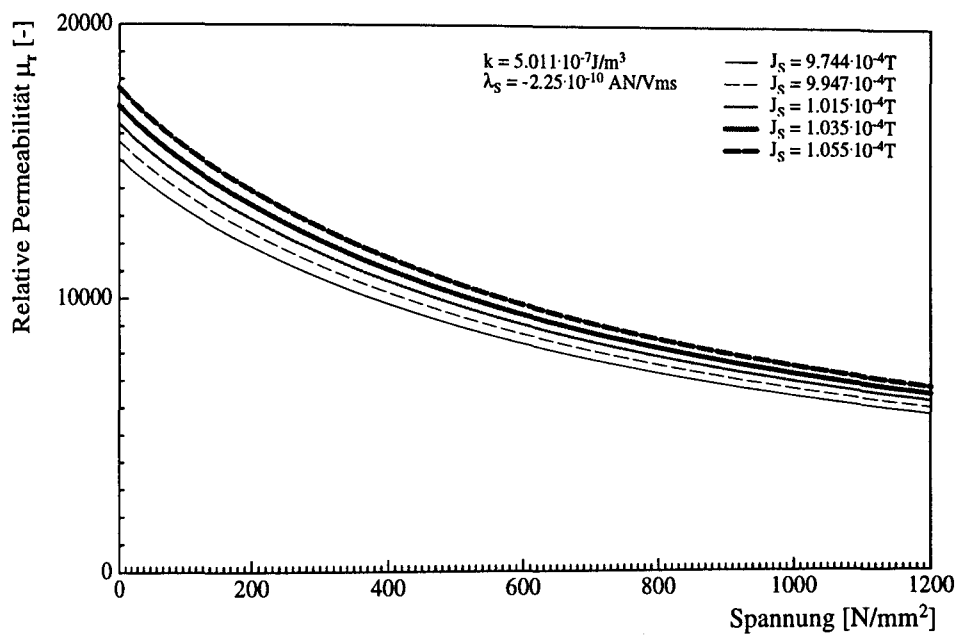


Abbildung 39: Parameterstudie zur Veranschaulichung des Streueinflusses von  $J_s$

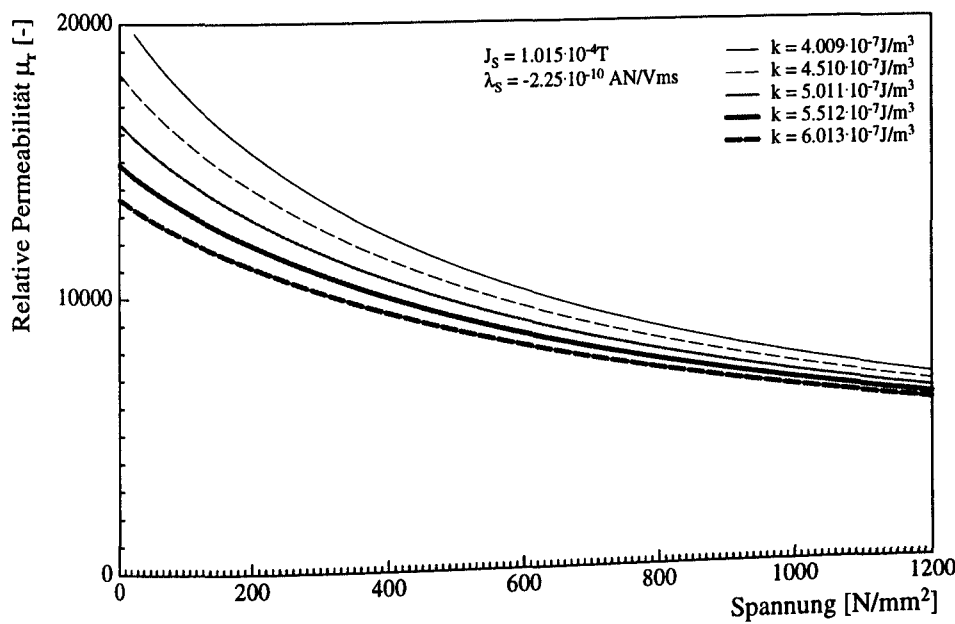


Abbildung 40: Parameterstudie zur Veranschaulichung des Streueinflusses von  $k$

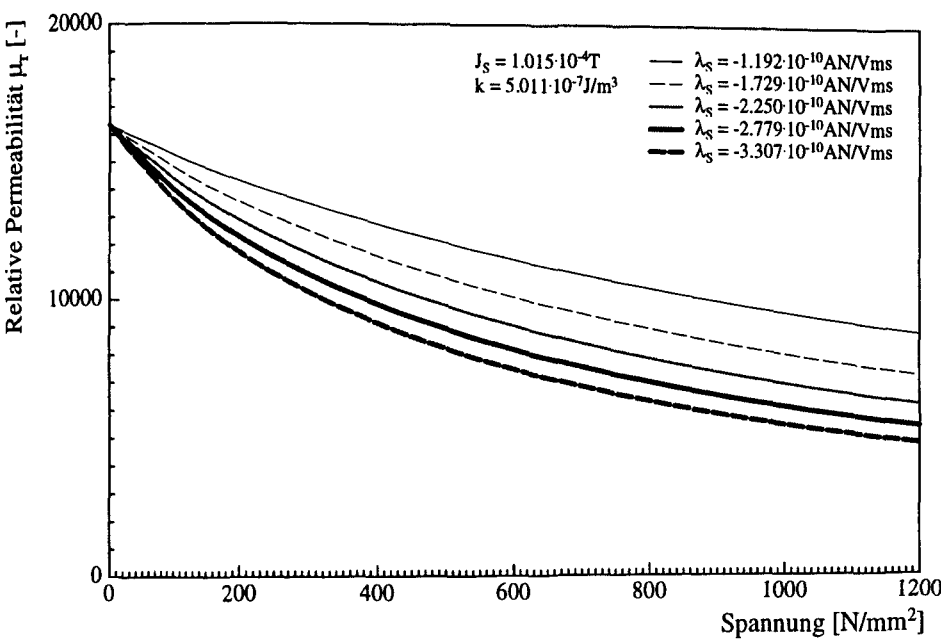


Abbildung 41: Parameterstudie zur Veranschaulichung des Streueinflusses von  $\lambda_S$

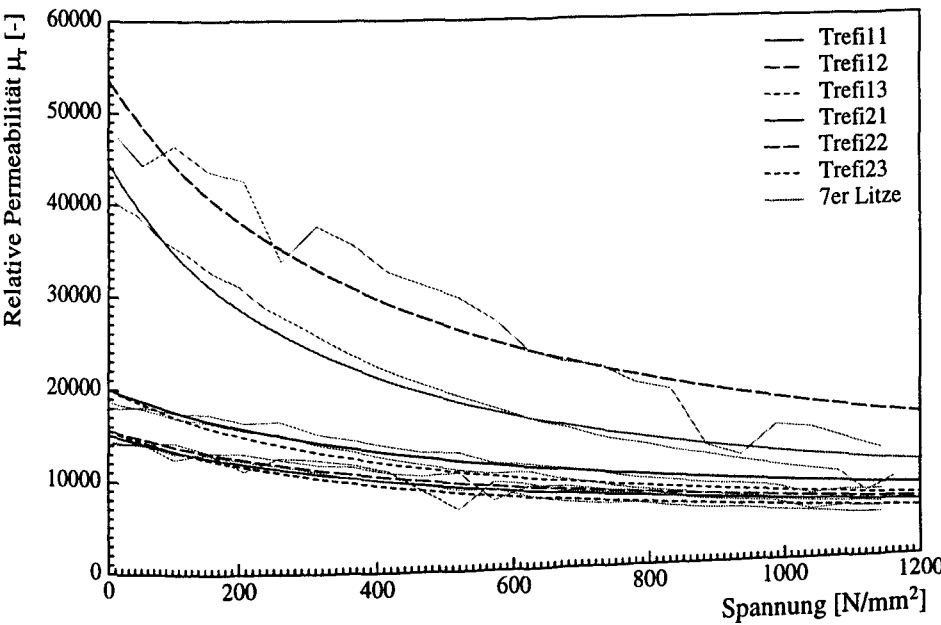


Abbildung 42: Berechneter Verlauf der Spannungsabhängigkeit der relativen Permeabilität der kaltverformten Stählen (die gemessenen Werte sind feingestrichnet dargestellt)

6.4 Experimentelle Bestimmung der Magnetostriktionskonstante

Die im vorigen Abschnitt bestimmten Sättigungsmagnetostraktionen beruhen auf nicht-linearen Regressionen. Deshalb entstand das Bestreben,  $\lambda_S$  experimentell zu bestimmen.

Die Magnetostraktion läßt sich prinzipiell als Gestaltmagnetostruktion durch Dehnungsmessungen im Magnetfeld bestimmen. Da die aus nicht-linearen Regressionen ermittelten Werte von sehr niedriger Größenordnung waren, schied eine mechanische Erfassung der magnetostriktiven Dehnung aus. R. GONTARZ [17] berichtet über interferometrische Verfahren zur präzisen Bestimmung von  $\lambda$ .

Im Rahmen der hier vorliegenden Forschungsarbeit ist man einen den eigentlichen Messungen identischen Weg gegangen. Beansprucht man ein magnetisch gesättigtes Material unter Zug, so gilt für die Sättigungspolarisation (Übertragung der Gleichung (21)):

$$J_S = \frac{J_S^2}{k - 3\lambda_S \cdot \sigma} \cdot H_S, \tag{51}$$

wobei  $H_S$  die magnetische Feldstärke darstellt, die das Material in die Sättigung überführt.

Diese Gleichung formt man um zu:

$$J_S = \frac{k}{H_S} - \frac{3\lambda_S}{H_S} \cdot \sigma. \tag{52}$$

Durch Einsetzen von  $J_S = B_S - \mu_0 \cdot H_S$ , erhält man

$$B_S = \frac{k}{H_S} + \mu_0 \cdot H_S - \frac{3\lambda_S}{H_S} \cdot \sigma. \tag{53}$$

Diese Gleichung deutet auf die Möglichkeit hin, die Magnetostriktionskonstante aus der Steigung des spannungsabhängigen Verlaufes der Sättigungsflußdichte bestimmen zu können. Die Steigung beträgt  $-3\lambda_S/H_S$ .

Daher wurden Zugversuche durchgeführt, bei denen sich das ferromagnetische Material in der magnetischen Sättigung befand. Dies wurde durch hohe Ströme in der Anregungsspule erreicht. Parallel zur Spannungsmessung wurde die magnetische Flußdichte kontinuierlich erfaßt. Die Abbildungen 43 bis 47 stellen die erzielten Meßkurven dar. Die Meßkurven beginnen bei einem Wert der magnetischen Sättigungsflußdichte von  $B_S = 0$  T. Dies hängt mit dem Verfahren der Relativmessung mittels Gradiometeranordnung zusammen. Aus dem Verlauf der beiden Parameter ist  $\lambda_S$  eindeutig nach Gleichung (53) zu ermitteln.

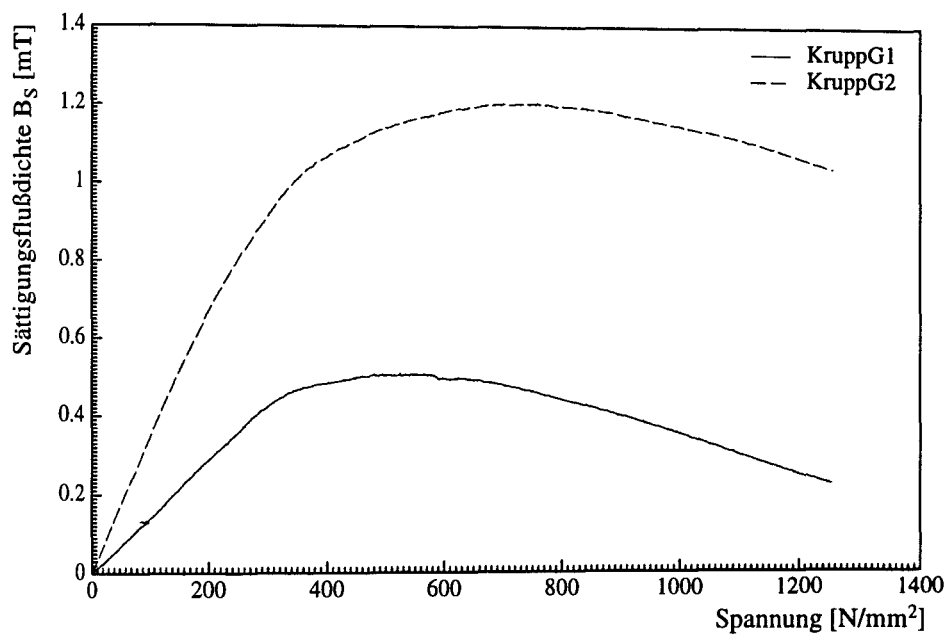


Abbildung 43: Spannungsabhängiger Verlauf der magnetischen Sättigungsflußdichte der Stäbe *KruppG*

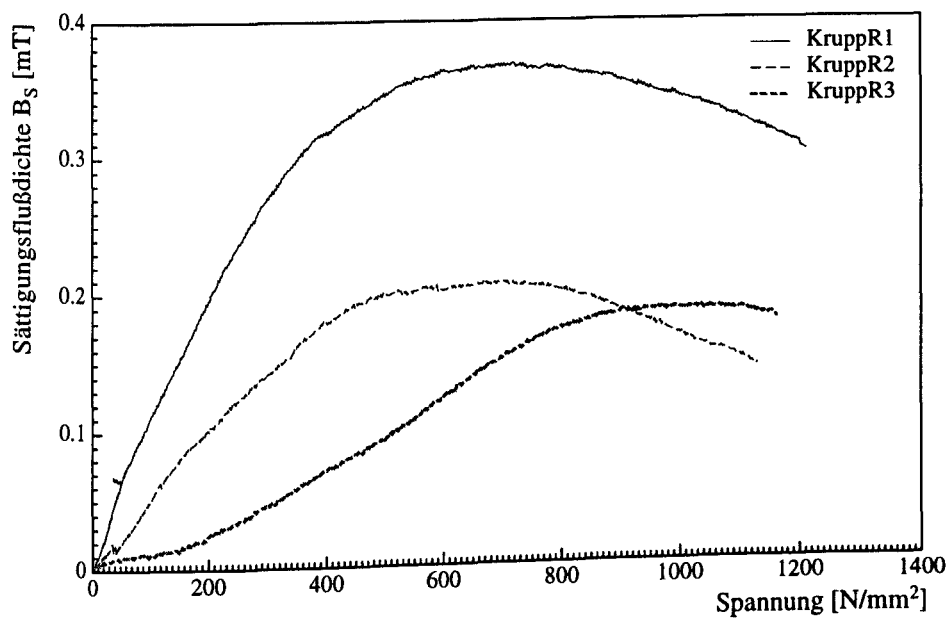


Abbildung 44: Spannungsabhängiger Verlauf der magnetischen Sättigungsflußdichte der Stäbe *KruppR*

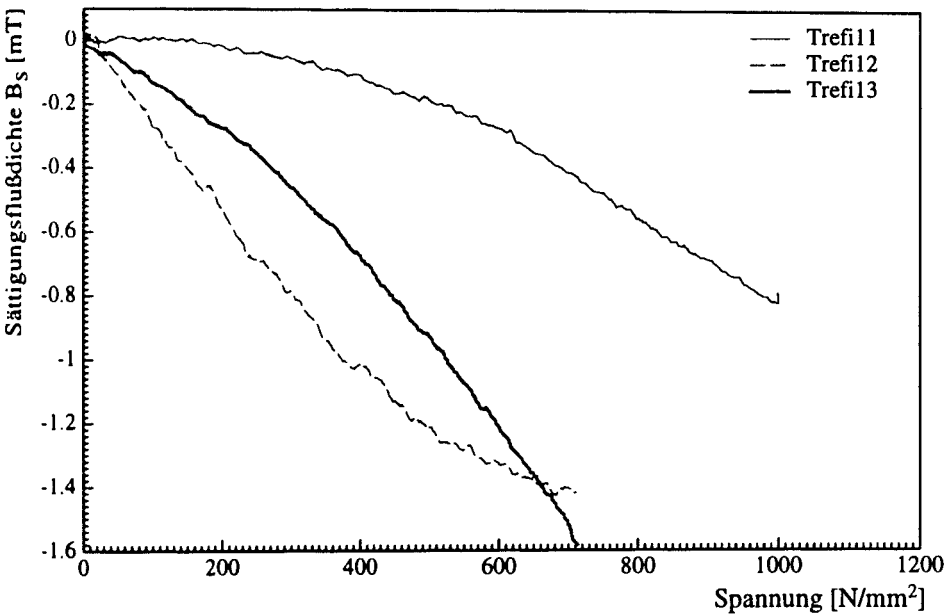


Abbildung 45: Spannungsabhängiger Verlauf der magnetischen Sättigungsflußdichte der Stäbe *Trefi1*

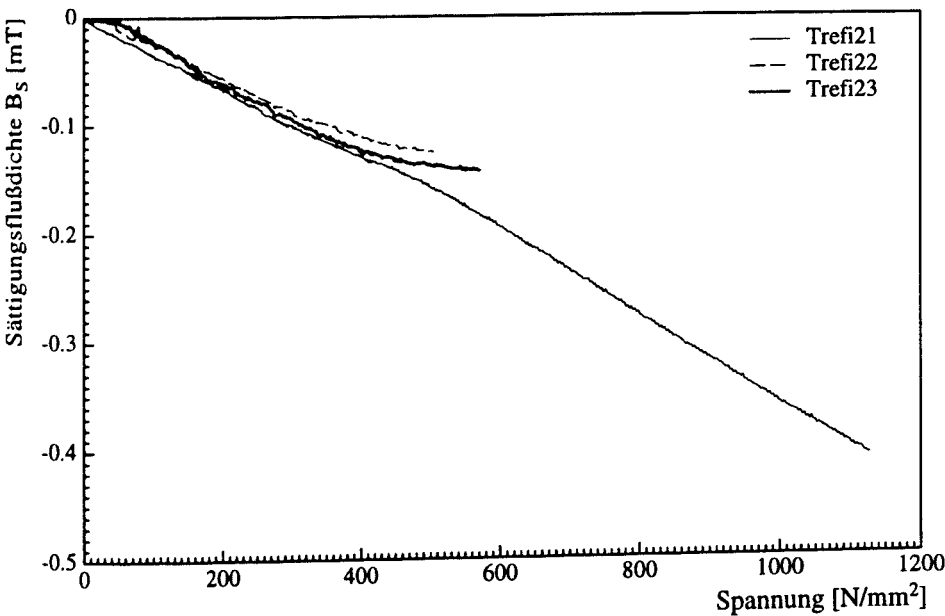


Abbildung 46: Spannungsabhängiger Verlauf der magnetischen Sättigungsflußdichte der Stäbe *Trefi2*

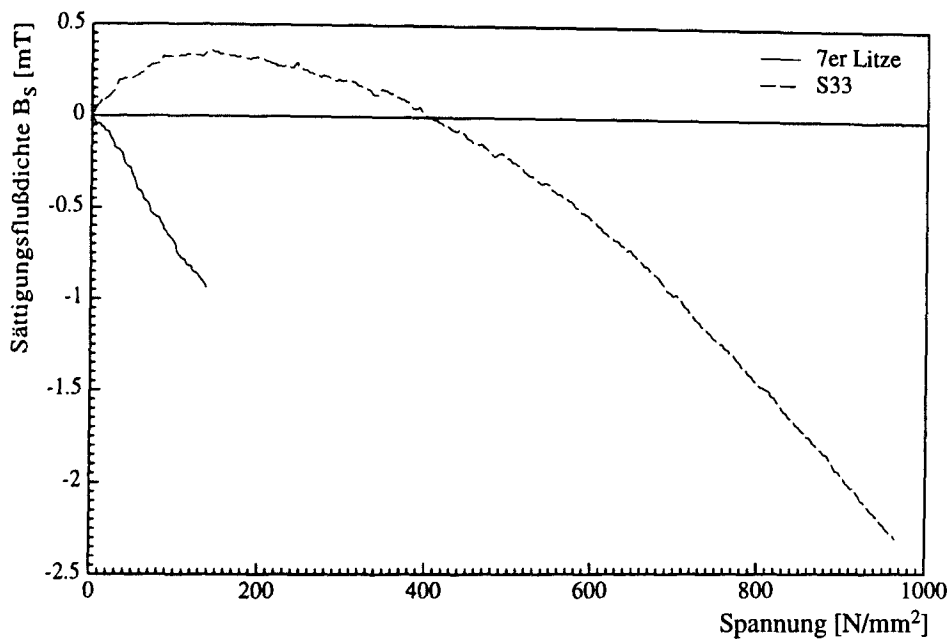


Abbildung 47: Spannungsabhängiger Verlauf der magnetischen Sättigungsflußdichte des S33 und der 7er Litze

Bei den kaltverformten Drähten ist das Ergebnis eindeutig. Man hat es mit einer positiven Steigung der Geraden zu tun. Anders ist es bei den vergüteten Stäben. Da ist weiterhin mit einer Überlagerung zweier Prozesse zu rechnen, so daß  $\lambda_S$  sich erst im zweiten Kurvenabschnitt eindeutig bestimmen läßt. Die Ergebnisse der linearen Regression zur Bestimmung der Sättigungsmagnetostriktion sind in Tabelle 5 zusammengefaßt.

Die aus der linearen Regression erzielten Rechenergebnisse stimmen mit den im vorigen Abschnitt bestimmten Werte von  $\lambda_S$  überein. Obwohl diese Werte mit einer gewissen Streuung versehen sind, ist eine gute Reproduzierbarkeit gegeben.

## 6.5 Einfluß der Temperatur auf den magnetoelastischen Effekt

Theoretisch ist eine starke Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften eines Ferromagnetens von der Temperatur zu erwarten. Dieser wurde im Rahmen des Vorhabens nachgegangen. Hierzu wurden die magnetischen Eigenschaften zweier Stahlproben (*Treß* *f121* und *KruppG2*) in Abhängigkeit von der Zugbeanspruchung bei unterschiedlichen Temperaturen zwischen 10° und 60°C erfaßt. Die Stäbe wurden in einer temperierten Kammer innerhalb der Prüfmaschine mittels geregelter Wärmequelle erhitzt.



Stahlstab	Steigung [Vs/N]	$\lambda_s$ [AN/Vsm]
Trefi11	$48.46 \cdot 10^{-15}$	$-1.94 \cdot 10^{-10}$
Trefi12	$27.19 \cdot 10^{-15}$	$-1.08 \cdot 10^{-10}$
Trefi13	$30.74 \cdot 10^{-15}$	$-1.23 \cdot 10^{-10}$
Trefi21	$33.42 \cdot 10^{-15}$	$-1.34 \cdot 10^{-10}$
Trefi22	$32.29 \cdot 10^{-15}$	$-1.29 \cdot 10^{-10}$
Trefi23	$34.65 \cdot 10^{-15}$	$-1.38 \cdot 10^{-10}$
KruppR1	$17.80 \cdot 10^{-15}$	$-0.71 \cdot 10^{-10}$
KruppR2	$17.91 \cdot 10^{-15}$	$-0.72 \cdot 10^{-10}$
KruppR3	$29.21 \cdot 10^{-15}$	$-1.17 \cdot 10^{-10}$
KruppG1	$49.55 \cdot 10^{-15}$	$-1.98 \cdot 10^{-10}$
KruppG2	$43.39 \cdot 10^{-15}$	$-1.73 \cdot 10^{-10}$
S 33	$50.10 \cdot 10^{-15}$	$-2.00 \cdot 10^{-10}$
7er Litze	$74.70 \cdot 10^{-15}$	$-2.99 \cdot 10^{-10}$

Tabelle 5: Ergebnisse der experimentellen Bestimmung der Sättigungsmagnetostriktion  $\lambda_s$  im Zugversuch

Die Abbildungen 48 bis 51 bzw. 52 bis 55 zeigen den Einfluß der Temperatur auf die Spannungsabhängigkeit der Remanenz, der Koerzitivfeldstärke, der relativen Permeabilität und der magnetischen Verlustleistung für die beiden untersuchten Stäbe.

Generell zeigen die Meßkurven ähnliche Verläufe. Die Kurven scheinen sich durch den Temperatureinfluß lediglich zu verschieben, eine Ausnahme bildet hier die Koerzitivfeldstärke. Von der Definition der Koerzitivfeldstärke her dürfte die Meßtemperatur nahezu wirkungslos sein. Dies bestätigen die Meßwerte. Anhand der gewählten Darstellung ist eine parabelförmige Verschiebung der Meßkurven im Fall der warmverformten Stähle zu erkennen. Das Minimum der Verschiebung liegt bei ca. 25–30°C. Bei den kaltverformten Stählen ist dieser Effekt weniger ausgeprägt. Eine mögliche Erklärung bildet hier das stark gezwängte Gefüge, das in der Mikrostruktur die thermischen Bewegungen in gewissem Maße unterdrückt.

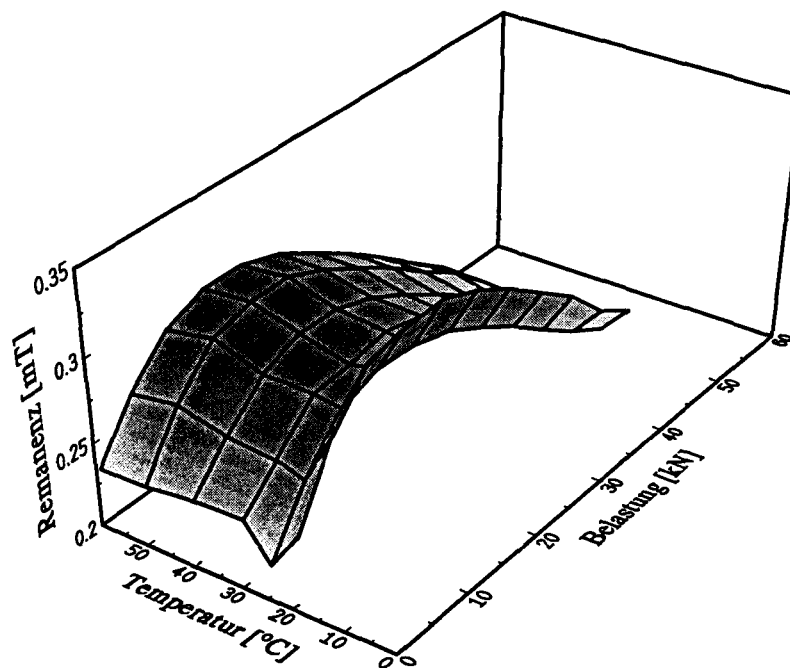


Abbildung 48: Einfluß der Umgebungstemperatur auf die Spannungsabhängigkeit der Remanenz des *KruppG*

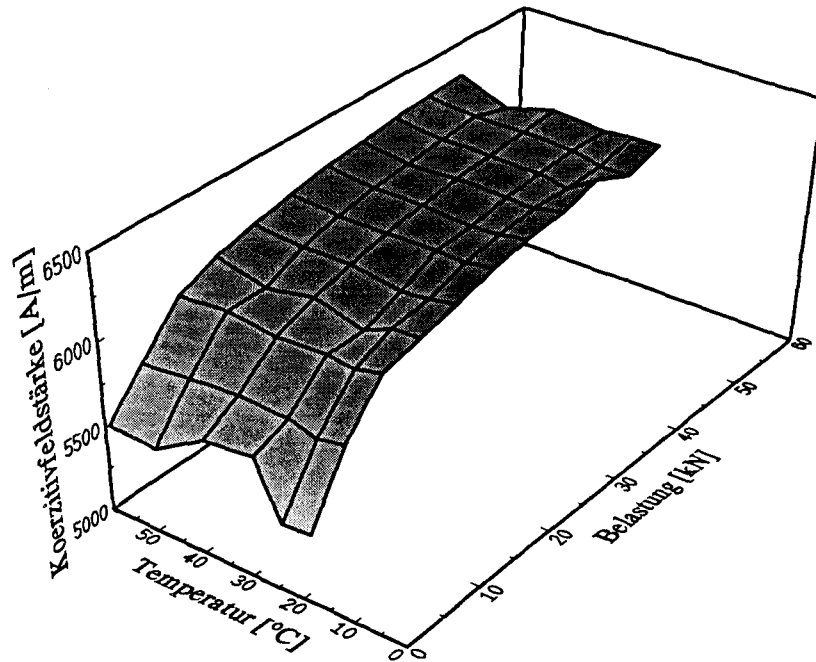


Abbildung 49: Einfluß der Umgebungstemperatur auf die Spannungsabhängigkeit der Koerzitivfeldstärke des *KruppG*

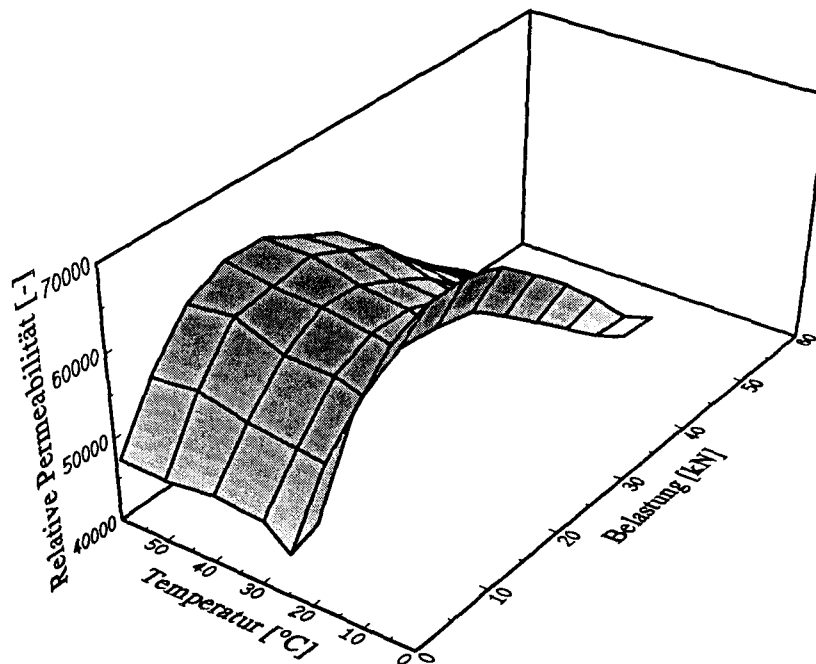


Abbildung 50: Einfluß der Umgebungstemperatur auf die Spannungsabhängigkeit der relativen Permeabilität des *KruppG*

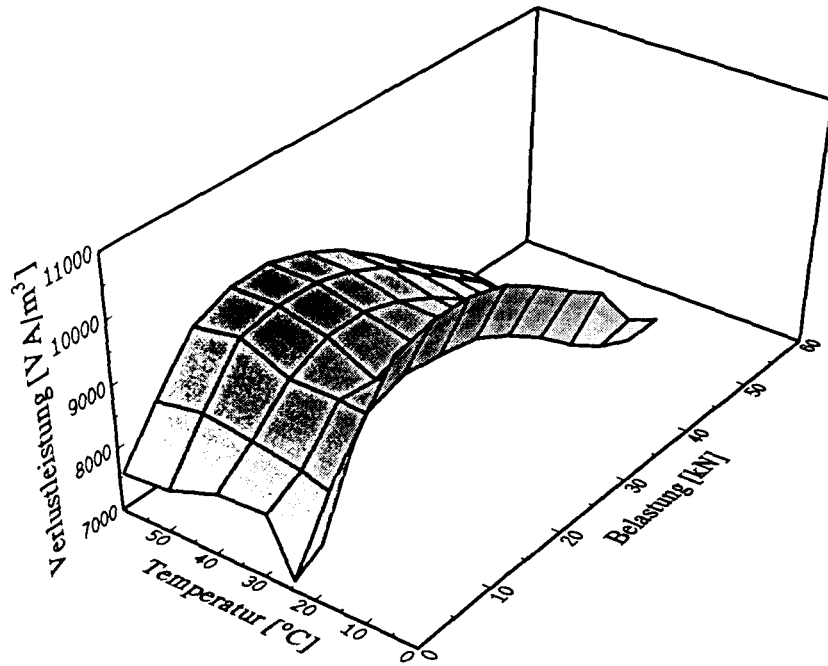


Abbildung 51: Einfluß der Umgebungstemperatur auf die Spannungsabhängigkeit der magnetischen Verlustleistung des *KruppG*

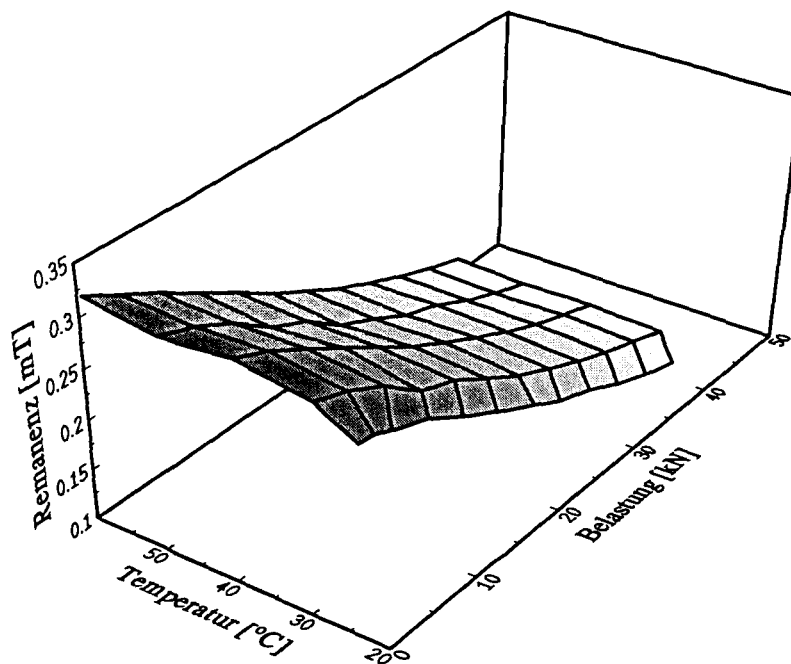


Abbildung 52: Einfluß der Umgebungstemperatur auf die Spannungsabhängigkeit der Remanenz des *Trefl*

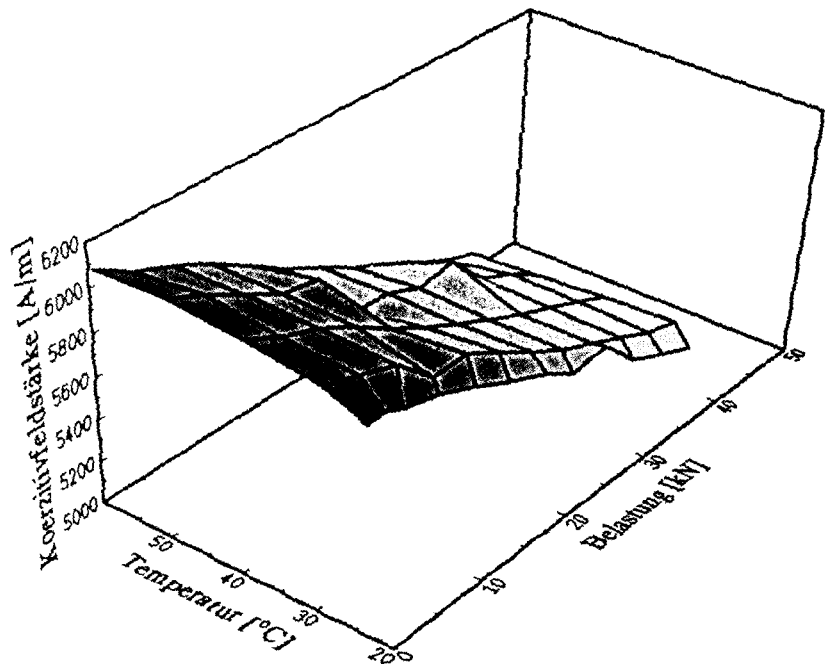


Abbildung 53: Einfluß der Umgebungstemperatur auf die Spannungsabhängigkeit der Koerzitivfeldstärke des *Trefl*

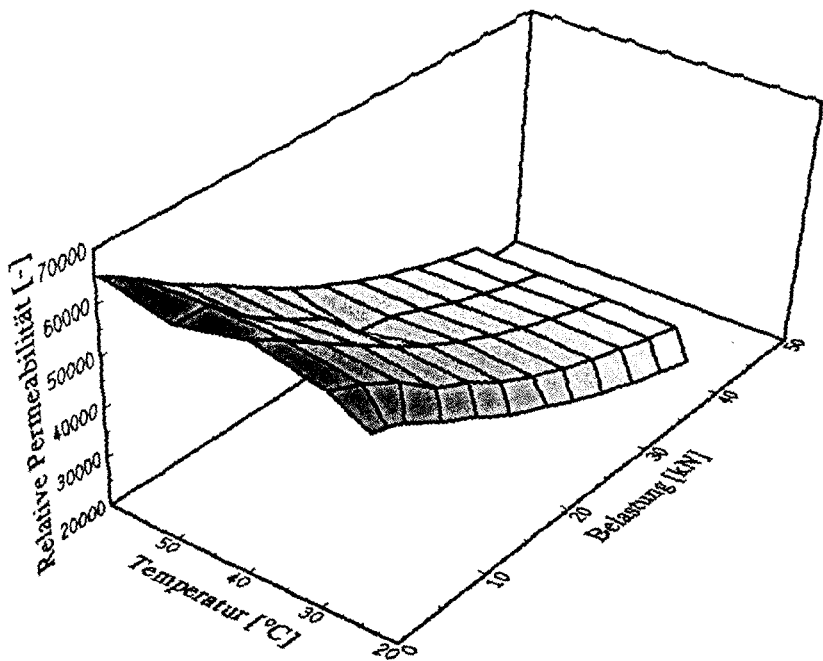


Abbildung 54: Einfluß der Umgebungstemperatur auf die Spannungsabhängigkeit der relativen Permeabilität des *Trefl*

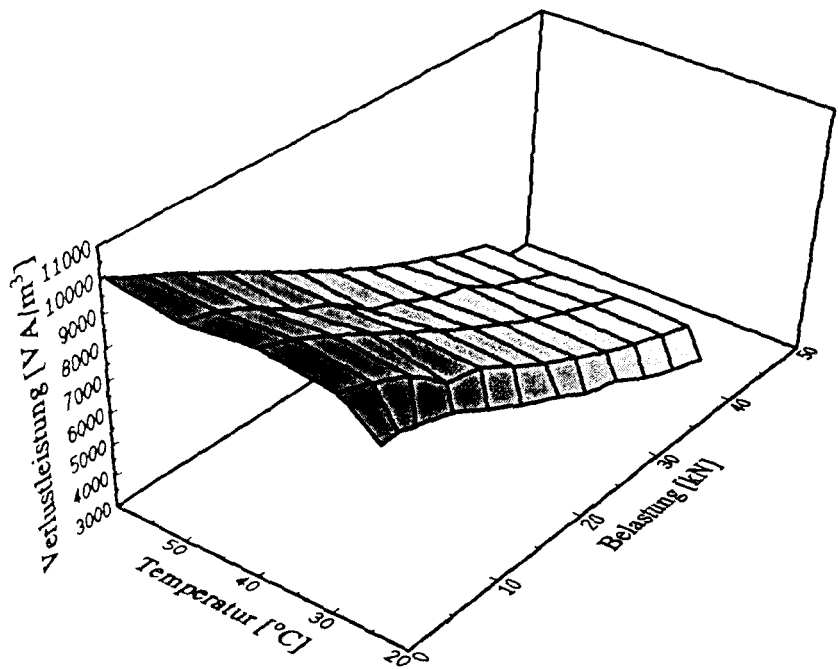


Abbildung 55: Einfluß der Umgebungstemperatur auf die Spannungsabhängigkeit der magnetischen Verlustleistung des *Trefil*

Die Größenordnung der Verschiebungen ist für das gewählte Temperaturintervall von 19 bis 60 °C relativ gering. Das Intervall spiegelt in etwa den Gebrauchszustand des Verfahrens. Die Meßwerte zeigen, daß die Annahmen des magnetoelastischen Effektes über einen Bereich von ca. 40°C gelten.

Für den Trefil-Draht wurden nicht-lineare Regressionen durchgeführt. Sie dienten der Ermittlung des Temperatureinflusses auf die magnetischen Materialkonstanten. In Tabelle 6 werden die berechneten Daten zusammengefaßt.

$T$ [°C]	$J_S$ [T]	$k$ [J/m <sup>3</sup> ]	$\lambda_S$ [AN/Vsm]
24.5	$1.028 \cdot 10^{-4}$	$1.370 \cdot 10^{-7}$	$-5.830 \cdot 10^{-11}$
30.0	$1.039 \cdot 10^{-4}$	$1.300 \cdot 10^{-7}$	$-5.703 \cdot 10^{-11}$
40.0	$1.046 \cdot 10^{-4}$	$1.268 \cdot 10^{-7}$	$-5.726 \cdot 10^{-11}$
50.0	$1.041 \cdot 10^{-4}$	$1.288 \cdot 10^{-7}$	$-5.707 \cdot 10^{-11}$
60.0	$1.045 \cdot 10^{-4}$	$1.268 \cdot 10^{-7}$	$-5.719 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 6: Ergebnisse der nicht-linearen Regressionen zur Bestimmung der magnetischen Materialeigenschaften in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur

Die Temperaturabhängigkeiten der o.g. Materialkennwerte lassen sich durch die induzierten thermischen Bewegungen der resultierenden magnetischen Momente erklären. Die thermische Bewegung kann sowohl die Kopplungskräfte der magnetischen Momente als auch die Wirkung der Anisotropien überwinden bzw. aufheben. Die Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetostraktion findet eine andere Erklärung. Die Spins verlieren bei höher werdender Temperatur zunehmend an Ausrichtung, so daß die Änderung der Abmessungen geringer wird.

Der Temperatureinfluß wurde exemplarisch im Falle der Trefil-Drähte nachmodelliert. Hierzu wurde die Temperaturabhängigkeit der Materialkonstanten  $J_S$ ,  $k$  und  $\lambda_S$  ermittelt. Die Abbildungen 56 bis 58 stellen die Regressionsergebnisse in Abhängigkeit von der Temperatur dar.

Zur Abschätzung des Temperatureinflusses auf die die Hysteresisschleife kennzeichnenden Größen befinden sich in der Literatur mehrere kompliziertere Verfahren. Da diese Abschätzungen für amorphe Bänder erarbeitet wurden [39], ist eine Übertragung dieser Erkenntnisse auf stark verspannte, polykristalline Metalle nicht sinnvoll. Vereinfachend wurden Regressionsgeraden für die beschriebenen Zusammenhänge ermittelt. Die Rechenergebnisse sind in Tabelle 7 zusammengefaßt.

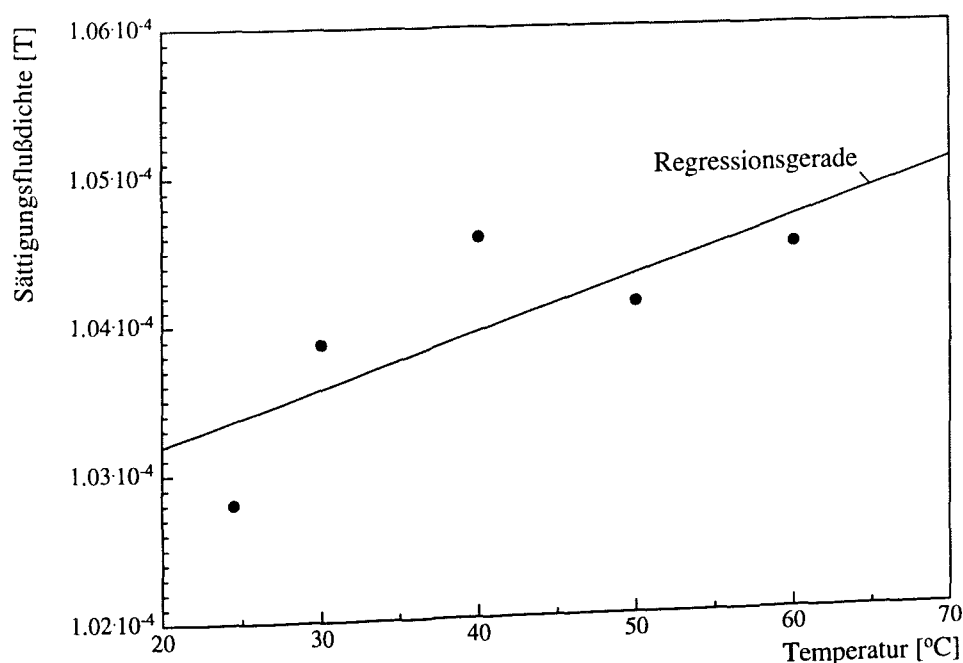


Abbildung 56: Einfluß der Temperatur auf den Verlauf der errechneten Sättigungspolarisation und entsprechende lineare Regression

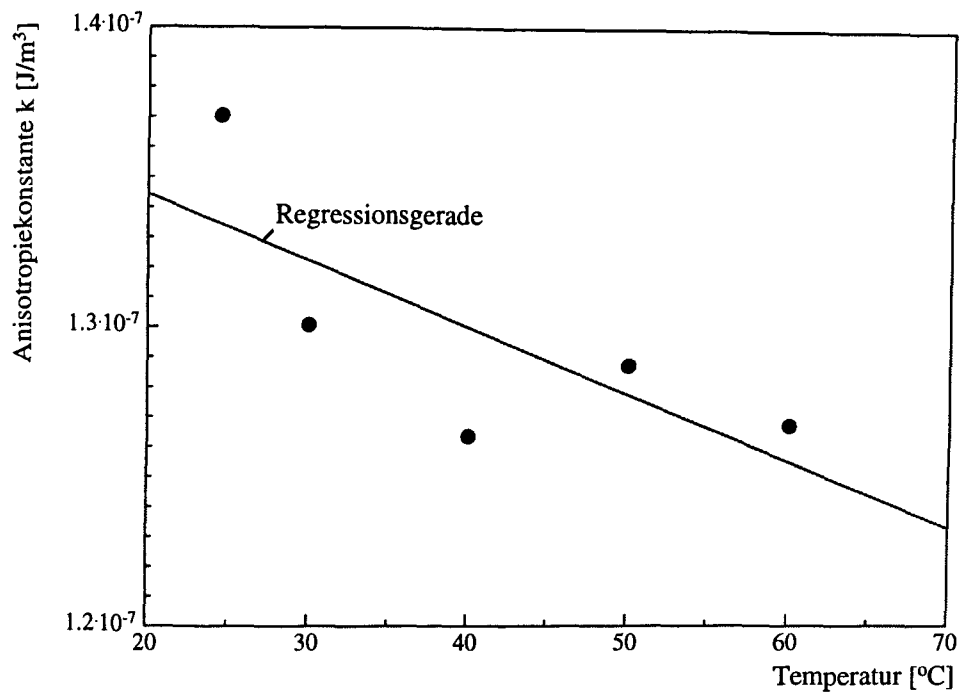


Abbildung 57: Einfluß der Temperatur auf den Verlauf der errechneten summierten Anisotropie und entsprechende lineare Regression

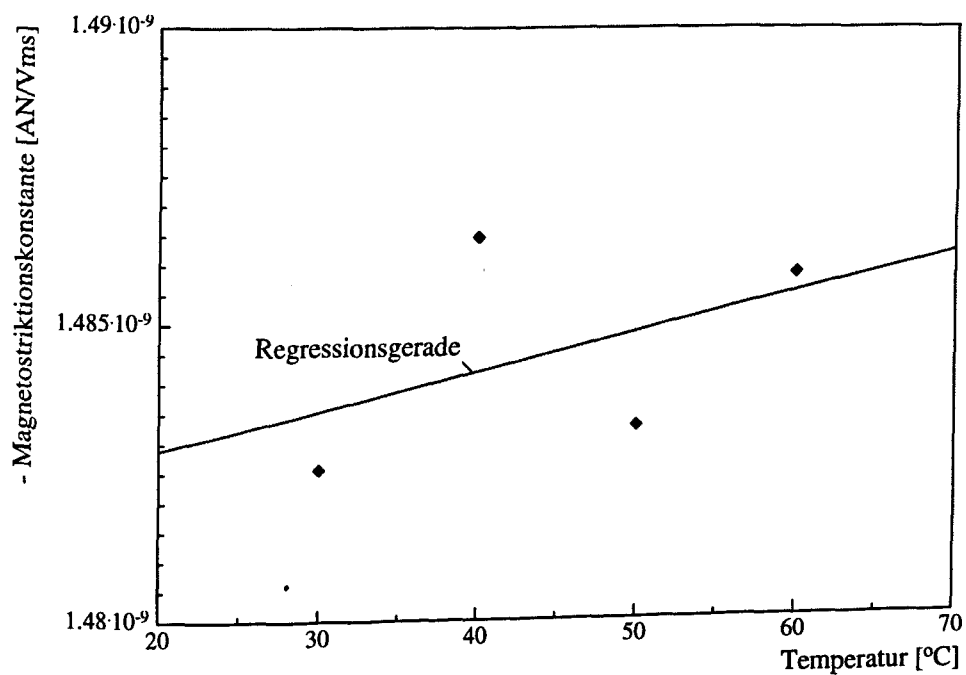


Abbildung 58: Einfluß der Temperatur auf den Verlauf der errechneten Magnetostruktionskonstante und entsprechende lineare Regression



	$J_S$ [T]	$k$ [J/m <sup>3</sup> ]	$\lambda_S$ [AN/Vsm]
$a$ [×°C <sup>-1</sup> ]	$3.730 \cdot 10^{-8}$	$-2.798 \cdot 10^{-16}$	$-8.280 \cdot 10^{-20}$
$b$	$1.024 \cdot 10^{-4}$	$1.745 \cdot 10^{-13}$	$-1.862 \cdot 10^{-15}$

Tabelle 7: Ermittelte Regressionskoeffizienten zur Beschreibung des Temperatureinflusses auf die Materialkennwerte  $J_S$ ,  $k$  und  $\lambda_S$  in der Form  $y = a \cdot T + b$

Lineare Zusammenhänge ermöglichten anschließend eine leichtere Berechnung der Fläche  $\mu(T, \sigma)$ . Abbildung 59 stellt das Resultat letzterer Rechnung dar. Vergleicht man die gerechnete Fläche mit den gemessenen Größen, so ist eine gute Übereinstimmung ersichtlich. Rechnerisch stellt sich heraus, daß die Umgebungstemperatur einen vernachlässigbaren Einfluß auf die relative Permeabilität ausübt.

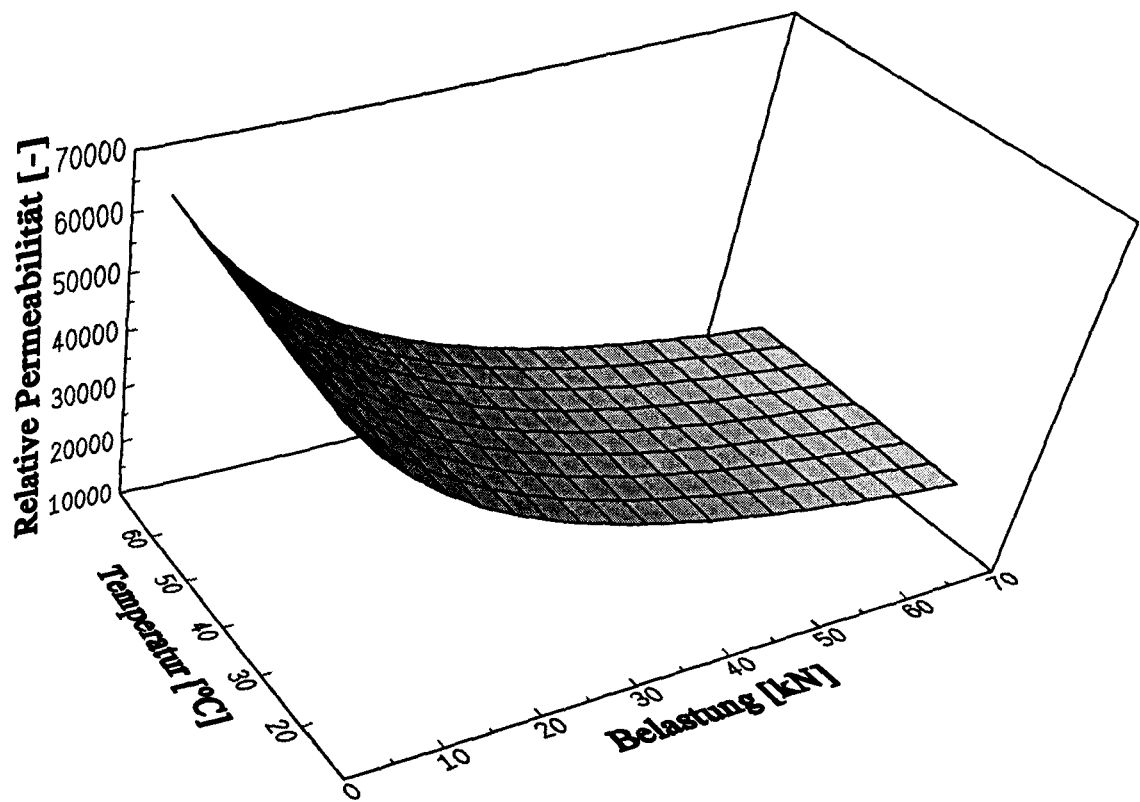


Abbildung 59: Berechneter Temperaturverlauf der Spannungsabhängigkeit der relativen Permeabilität

## 6.6 Messungen an fünf Stellen

Zur Erfassung der lokalen Verformungsschwankungen wurden die Stahlproben mit fünf DMS bestückt (Abbildung 60 definiert die Positionen 1 bis 5) und Messungen der magnetischen Eigenschaften in Abhängigkeit von der Belastung durchgeführt. Exemplarisch werden an dieser Stelle nur die Meßergebnisse an den Spannstählen des Typs *KruppR* und des Typs *Trefi2* wiedergegeben. Die Abbildungen 61 und 62 stellen die an den fünf DMS ermittelten  $\sigma$ - $\varepsilon$ -Diagramme dar. Es zeigen sich minimale Unterschiede im gemessenen E-Modul, wobei keine Unstetigkeiten im Verlauf der gemessenen Verläufe zu beobachten sind. Die Verläufe der magnetischen Kenngrößen sind in den Abbildung 63 und 64 dargestellt.

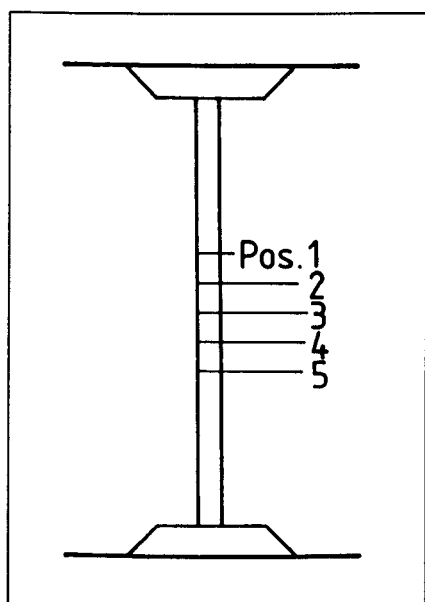


Abbildung 60: Definition der DMS-Positionen 1 bis 6

In der gewählten Darstellungsform sind alle erfaßten Kenngrößen auf die Position 3 umgerechnet. D.h, es wurde folgender Ansatz zur Beschreibung des Abfalls der magnetischen Feldstärke an der Position  $x$  nach [1] verwendet:

$$H(x) = \frac{H(x=0)}{x^3}. \quad (54)$$

Pauschal kann zunächst festgestellt werden, daß die Verläufe der einzelnen Größen nahezu identisch sind für alle Positionen. Es stellt sich jedoch heraus, daß der gewählte Ansatz nicht exakt ist, da sich die Verläufe der Koerzitivfeldstärken über die Belastung nicht decken, zumindest nicht näherungsweise. Desweiteren verläuft die Remanenz, die ja

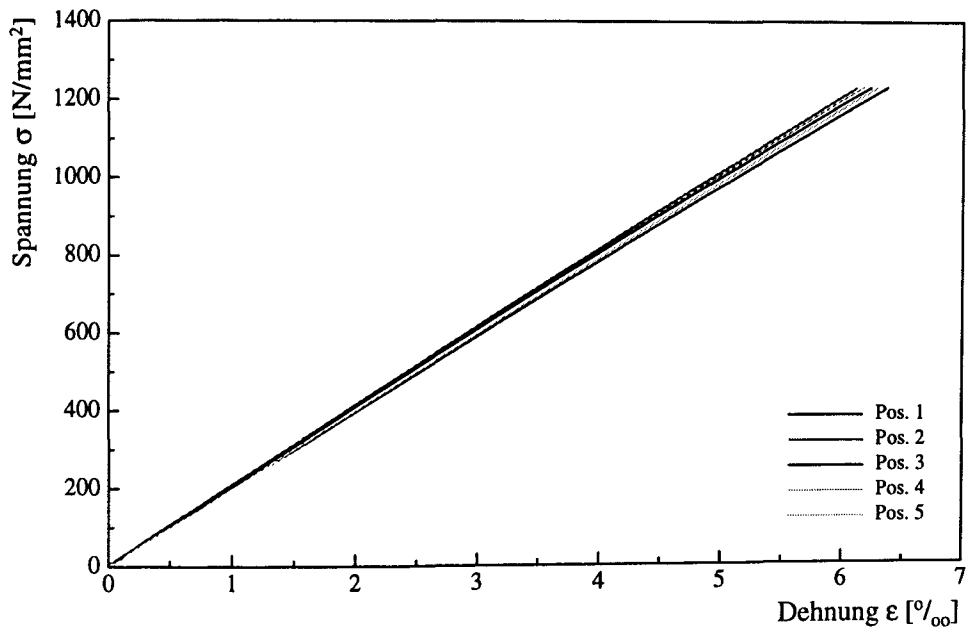


Abbildung 61: Ermittelte Spannungs-/Dehnungslinien des Spannstahls vom Typ *KruppR* an fünf Positionen

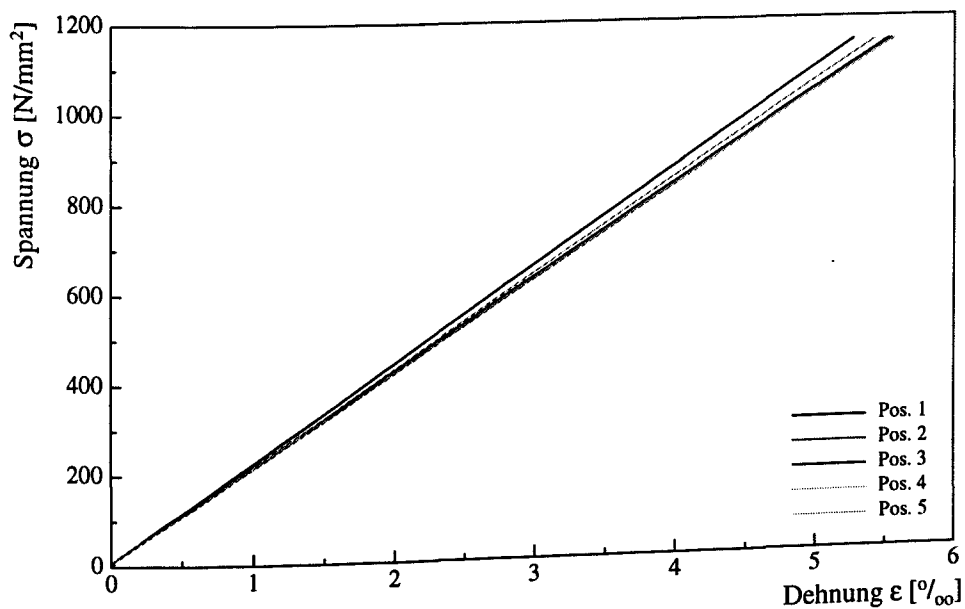


Abbildung 62: Ermittelte Spannungs-/Dehnungslinien des Spannstahls vom Typ *Trefi2* an fünf Positionen

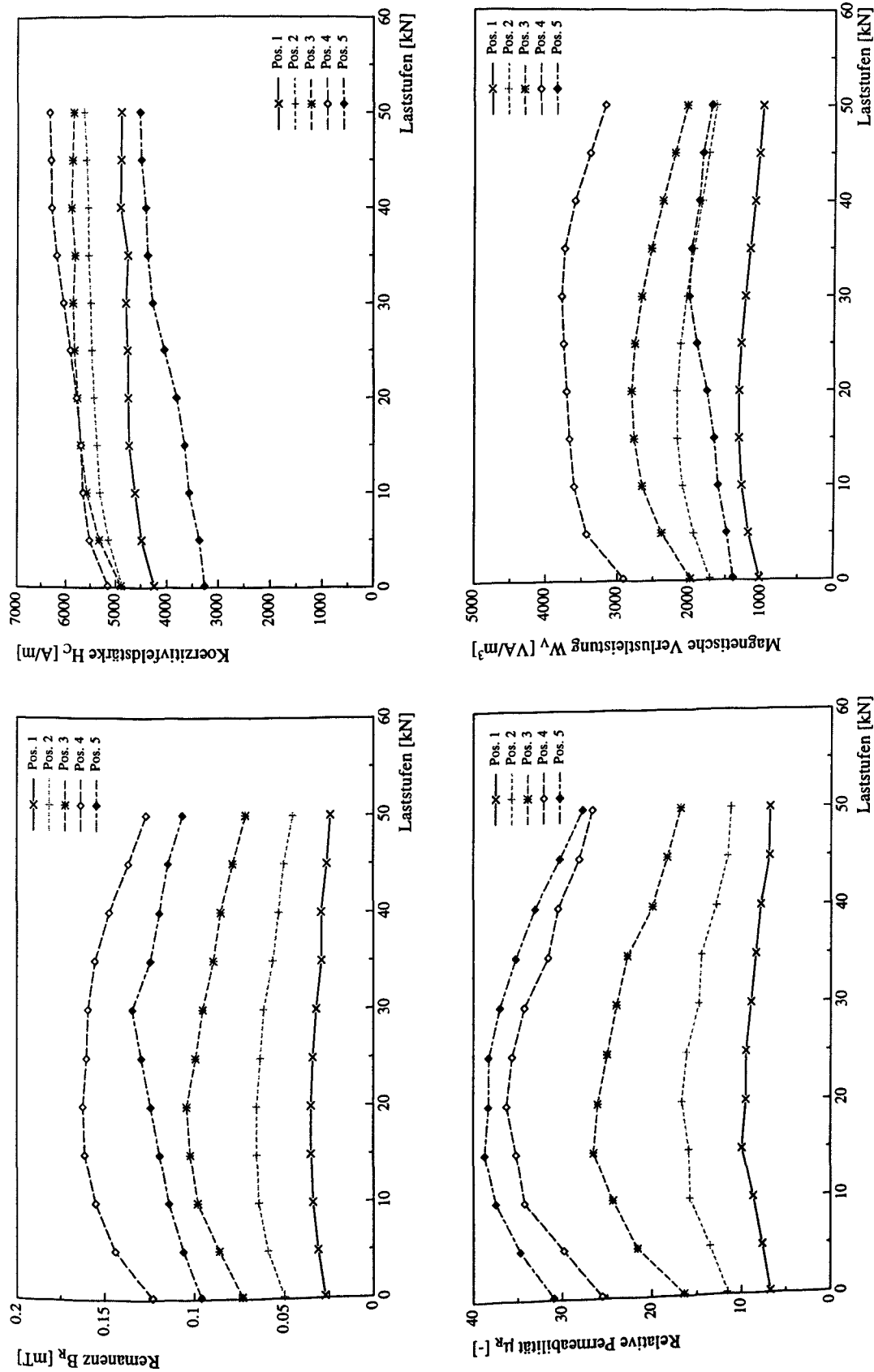


Abbildung 63: Magnetische Kenngrößen des Spannstahls vom Typ *KruppR* in Abhängigkeit von der Belastung an fünf Positionen

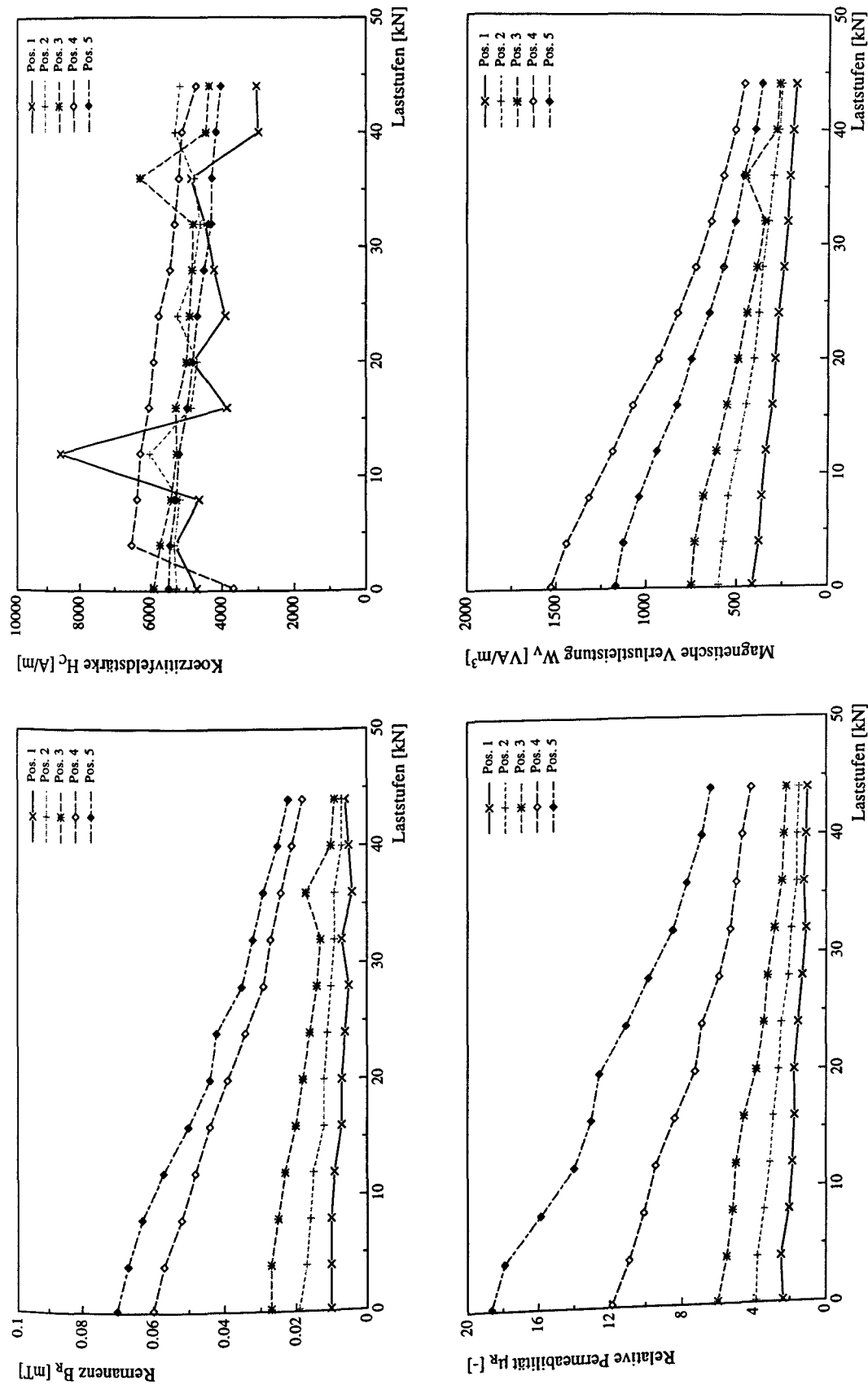


Abbildung 64: Magnetische Kenngrößen des Spannstahls des Typs *Trefi2* in Abhängigkeit von der Belastung an fünf Positionen

unabhängig von der "Dämpfung" der magnetischen Feldstärke sein müßte, unterschiedlich je nach Meßstelle. Die globale Tendenz bleibt jedoch erhalten. An dieser Stelle ist anzumerken, daß der Spulenstrom für jede Meßstelle so ausgewählt wurde, daß die Hysteresisschleifen in die Sättigung übergingen. Die magnetische Feldstärke wurde erst im Anschluß korrigiert. Es ist zu vermuten, daß die Tatsache, daß letztlich Streufelder gemessen wurden, einen erheblicheren Einfluß ausübt als ursprünglich angedacht. Aus diesem Grund besteht an dieser Stelle dringender Forschungsbedarf. Diese Frage wird sich insbesondere dann stellen, wenn an einem Bauteil gearbeitet wird, bei dem die Spannglieder ja nur an einem Ende zugänglich sind. In diesem Fall ist eine gesonderte Magnetisierung notwendig, bei der die magnetische Feldstärke  $H$  quantifizierbar ist. Es wird sich zudem die Frage stellen, ob eine Streufeldmessung die geeignetste Meßmethode ist. Diese Fragestellung ist jedoch nicht Gegenstand der hier zu berichtenden Forschungsarbeit.

Aus den oben genannten Gründen wurde auf eine numerische Ermittlung der magnetischen Parameter verzichtet. Die in solch einem Fall ermittelten Größen — die ja im übrigen sehr empfindlich sind, wie es in den vorherigen Abschnitten festgestellt wurde — erfordern eine plausible Meßgröße. Diese erscheint in diesem Fall nicht gegeben zu sein.

## 6.7 Zusammenfassung der Zugversuche

Die durchgeführten Zugversuche haben gezeigt, daß die auf dem magnetoelastischen Effekt basierende Methode geeignet ist, um den Spannungszustand eines zugbeanspruchten Spannstahls zu erfassen.

Anhand bekannter Ansätze zur Beschreibung der mikrostrukturellen Vorgänge in einem ferromagnetischen Material konnte der Einfluß einer Zugspannung auf die Magnetisierung des Stahlmaterials numerisch nachempfunden werden.

Desweiteren wurde gezeigt, daß der Einfluß der Umgebungstemperatur — in einem Rahmen zwischen 20° und 60°C — keinen signifikanten Einfluß auf die Meßmethode ausübt.

Der Versuch lokale Messungen durchzuführen hat jedoch gezeigt, daß das Magnetisierungskonzept hierfür nicht ausreichend ist. Der gewählte  $r^3$ -Ansatz konnte nicht bestätigt werden. An dieser Stelle sind weitere Untersuchungen zwingend notwendig, insbesondere bei der Übertragung der Meßmethode auf Objekte größerer Dimensionen.

## 7. Verpreßte Stähle

### 7.1 Experimenteller Aufbau

Die einzelnen untersuchten Stabstähle wurden in einem einbetonierten Hüllrohr, das sowohl leer war als auch verpreßt wurde, geprüft. Bei dem Beton handelt es sich um einen praxisüblichen B 35 mit 270 kg Zement und einem Wasser/Zementwert von 0.60. Die Betonkörper waren Prismen mit den Abmessungen  $75 \times 15 \times 15 \text{ cm}^3$ . Abbildung 65 stellt die Meßanordnung in der Zugmaschine dar.

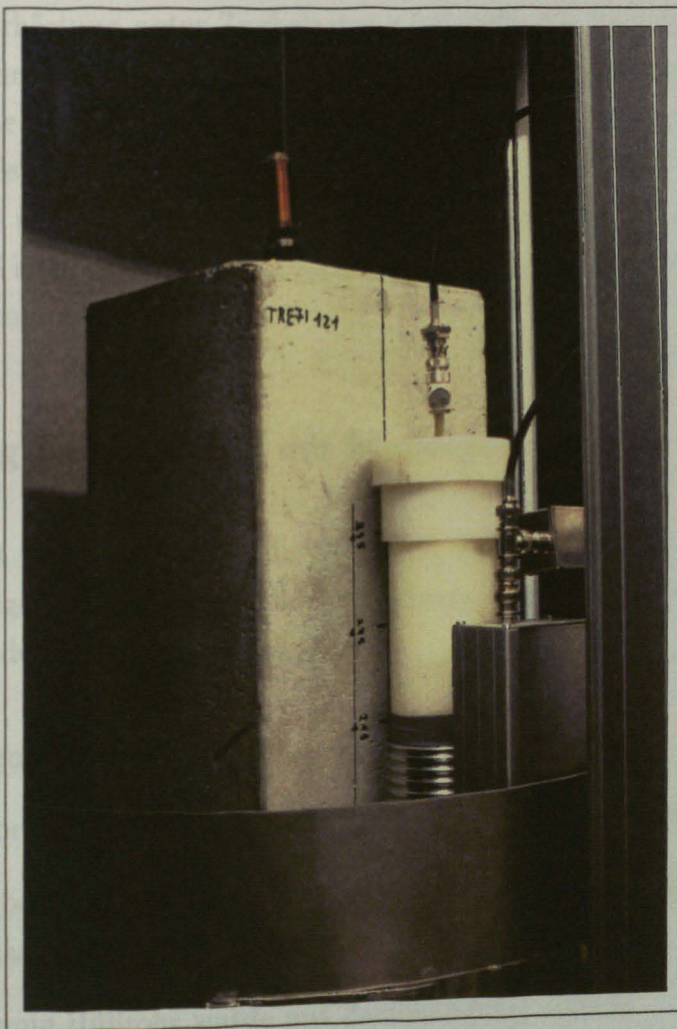


Abbildung 65: Im Einpreßmörtel eingebetteter Stahlstab und Sensoranordnung

Ziel dieser Teiluntersuchung war es, zu prüfen, ob eine Betonüberdeckung das zu erprobende Meßverfahren beeinflusst. Hierzu wurden die Stabstähle wie bisher auf Zug



mechanisch beansprucht. Bei einer Laststufe von ca. 40% der Stahlstreckgrenze wurde das Hüllrohr mit Zementleim verpreßt. Der Wasser/Zementwert des nur aus Wasser und Zement bestehenden Zementleims betrug 0.40. Es handelt sich um einen praxisüblichen Wert für den korrosionsschützenden Einpreßmörtel. Der Zementleim wurde in das Hüllrohr eingegossen und nicht wie in der Realität mit Hochdruck eingepreßt. Es wurden zwei Varianten untersucht:

- die zu vermessende Stahlprobe alleine im Hüllrohr und
- drei zusätzliche nicht beanspruchte Spannstähle im Hüllrohr.

Nach 48 Stunden Erhärtung unter Zugbelastung bei 40% der Streckgrenze wurde der Zugversuch fortgefahren, indem die mechanische Zugspannung laststufenweise bis zu ca. 80% der Streckgrenze erhöht wurde. Bei diesen Versuchen stellte sich heraus, daß hin und wieder die Dehnmeßstreifen ab ca. 60-70% der Streckgrenze ausfielen. Dies war darauf zurückzuführen, daß sie aus Reibungsgründen zerstört wurden. Eine solche Meßwerterfassung mittels DMS ist in so einem Fall jedoch erforderlich, da Spannungsveränderungen infolge Verbundwirkung auftreten.

## 7.2 Darstellung und Deutung der Meßergebnisse

Es wurden zunächst vier Vorversuche durchgeführt. Bei diesen Zugversuchen wurden die magnetischen Eigenschaften der zugbeanspruchten Spannstahlprobe *Tref12* an der Stelle 3 unter folgenden Bedingungen verglichen:

- Der SQUID-Sensor wurde unmittelbar am Stahlstab plaziert,
- zwischen Sensor und Stahlstab wurde ein Freiraum von 10 cm gelassen,
- der Stahlstab befand sich in einem nicht verpreßten einbetonierten Hüllrohr mit einem Betonmantel von 10 cm und
- das eben genannte Hüllrohr wurde mit Zementmörtel verfüllt.

Die Ergebnisse des Vergleichs sind in den Abbildungen 66 bis 69 zusammenfassend dargestellt. Festzustellen ist, daß der Abstand des Sensors zum Stahl, im Gegensatz zum magnetischen Medium zwischen den beiden, keinen signifikanten Einfluß auf die Remanenz hat. Dies ist mit dem Unterschied in den Permeabilitäten der Luft und des Betons



zu begründen. Diese Hypothese wird bei den Permeabilitätsmessungen bestätigt. Im einbetonierten Zustand sinkt die relative Permeabilität um einen Faktor 3. Die Koerzitivfeldstärke, die die magnetische Härte des Stabes darstellt, ist im 10 cm Abstand nahezu konstant. Es ist ein leichter Abfall in allen drei Kombinationen zu beobachten.

Die Abbildungen 70 bis 73 stellen die Meßergebnisse der magnetischen Kenngrößen unter Zugbeanspruchung vor und nach dem Verpressen dar. Die Meßkurven sind vergleichbar mit denen aus dem vorigen Abschnitt, die Absolutwerte sind etwas verändert. Die Kurven zeigen jedoch eine Unstetigkeitsstelle im Bereich der Spannung, bei der der Verpreßvorgang eingeleitet wurde. Eine Ausnahme bildet wiederum die Koerzitivfeldstärke.

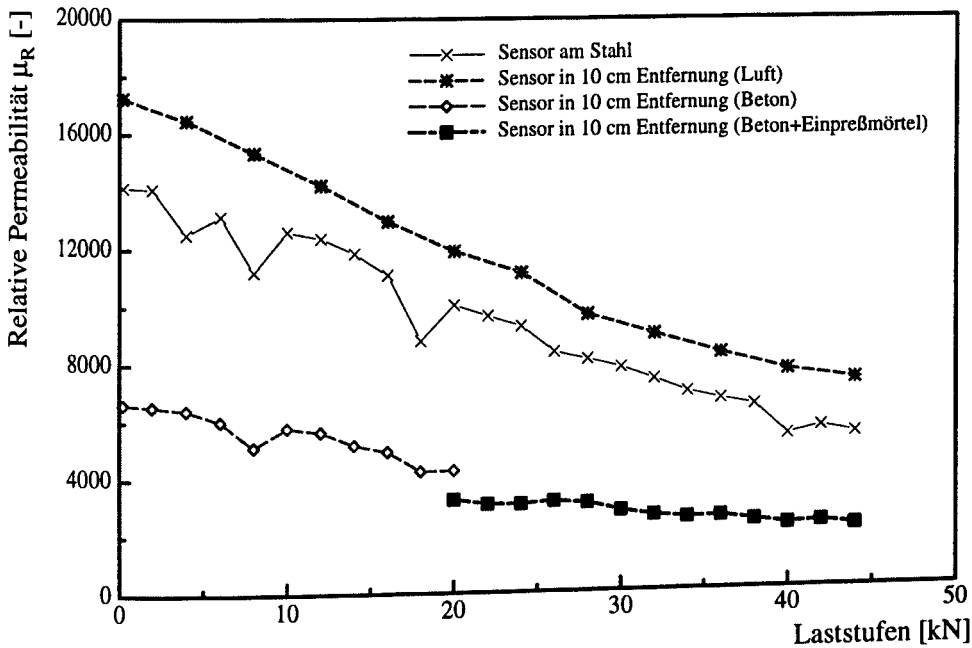


Abbildung 66: Einfluß des Abstands Sensor-Stahl auf die Spannungsabhängigkeit der Remanenz

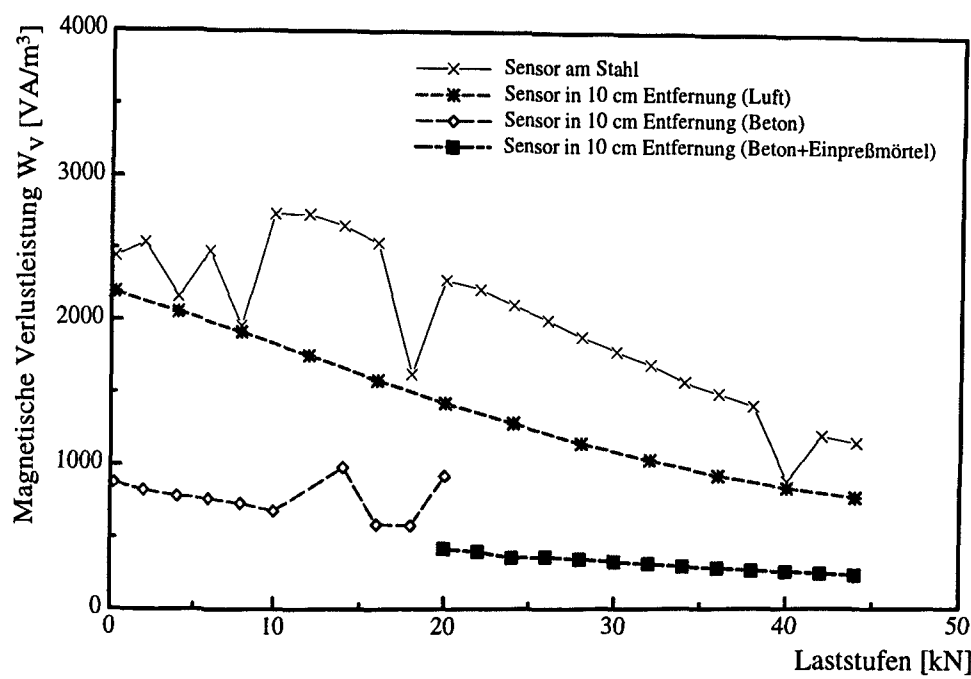


Abbildung 67: Einfluß des Abstands Sensor-Stahl auf die Spannungsabhängigkeit der Koerzitivfeldstärke

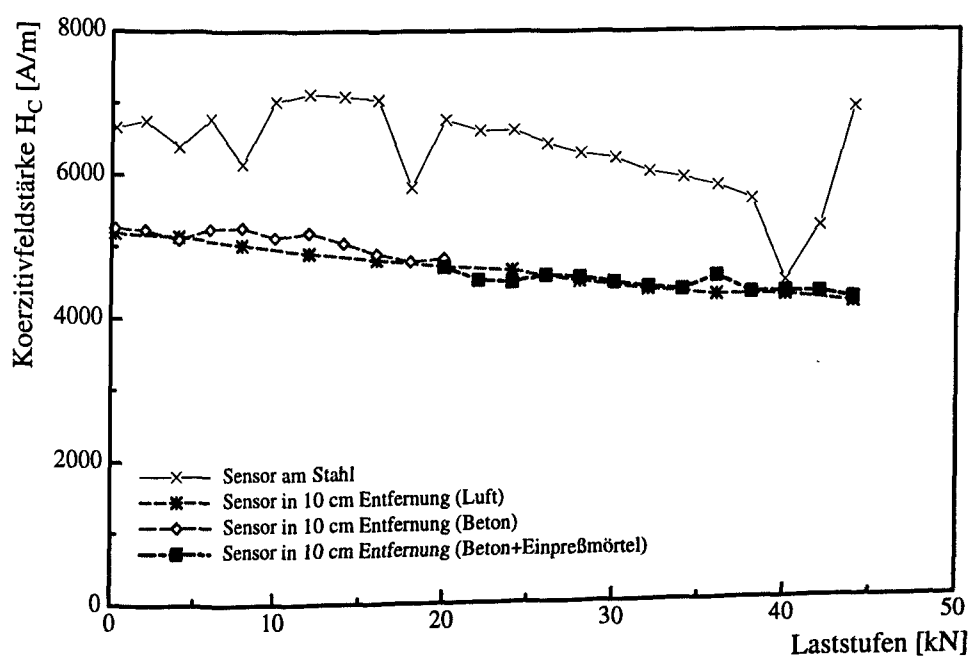


Abbildung 68: Einfluß des Abstands Sensor-Stahl auf die Spannungsabhängigkeit der relativen Permeabilität

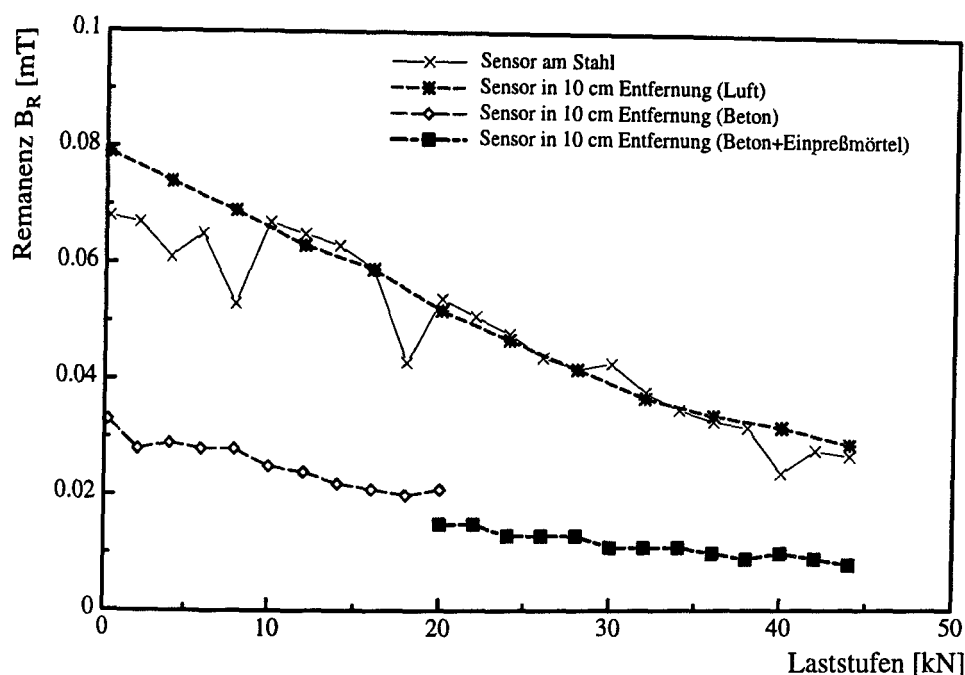


Abbildung 69: Einfluß des Abstands Sensor-Stahl auf die Spannungsabhängigkeit der magnetischen Verlustleistung

Die Veränderung der Absolutwerte im Vergleich zu den Meßergebnissen an den nackten Stählen ist mit dem veränderten Abstand des Sensors zur Probe zu begründen. Die Flußdichte des magnetischen Streufeldes fällt hyperbolisch mit dem Abstand zur "Feldquelle" ab. Soweit ein Vakuum als Medium dient, gilt obiges uneingeschränkt. Werden diese Vorgänge in der Luft bzw. in einem Festkörper betrachtet, so spielt die Permeabilität des jeweiligen Stoffes eine entscheidende Rolle hinsichtlich der Dämpfung von Magnetfeldlinien.

Die Betrachtung des Verlaufs der Koerzitivfeldstärke vor und nach dem Verpressen zeigt, daß das Vorhandensein eines mineralischen Bindemittels um den Stahl keinen Einfluß auf den magnetoelastischen Effekt hat. Diese Aussage begründet sich auf die Definition von  $H_C$ .  $H_C$  stellt die magnetische Feldstärke in der Hysteresiskurve dar, bei der die Flußdichte verschwindet. Sie ist ein Maß für die magnetische Härte des untersuchten Werkstoffes. Unabhängig davon, ob die magnetische Flußdichte gedämpft oder verstärkt wird — in diesem Fall handelt es sich um eine Dämpfung —, variiert die Koerzitivfeldstärke nicht. Genau dieser Vorgang wird experimentell erfaßt.

Im Rahmen dieser Versuche wurden mehrere identische Stähle neben dem eigentlich zu untersuchenden Stab platziert. Diese sollte eine praxisnahe Anordnung darstellen. Obwohl die mitverpreßten Stäbe (spannungsfrei) magnetisch leitend sind, scheinen sie

keinen nennenswerten Einfluß auf den grundsätzlichen Verlauf der magnetischen Kenngrößen und auf die magnetischen Eigenschaften zu haben. Im Gegensatz zu den beiden anderen Verpreßversuchen (*KruppR4* sowie *Trefi12*) ist jedoch eine Erhöhung der gemessenen Werte zu registrieren. Diese Erhöhung statt eines Abfalls der Meßwerte ist möglicherweise mit dem Vorhandensein eines magnetisch leitenden Materials zu verbinden. Ein magnetisches Material würde die magnetischen Feldlinien eher konzentrieren als ein magnetisch nicht leitendes Material. An dieser Stelle besteht sicherlich weiterer Forschungsbedarf hinsichtlich Validierung der Versuche. Denkbar sind Bauteilversuche an Spanngliedern, die im engen elektrisch und somit magnetisch leitenden Kontakt stehen.

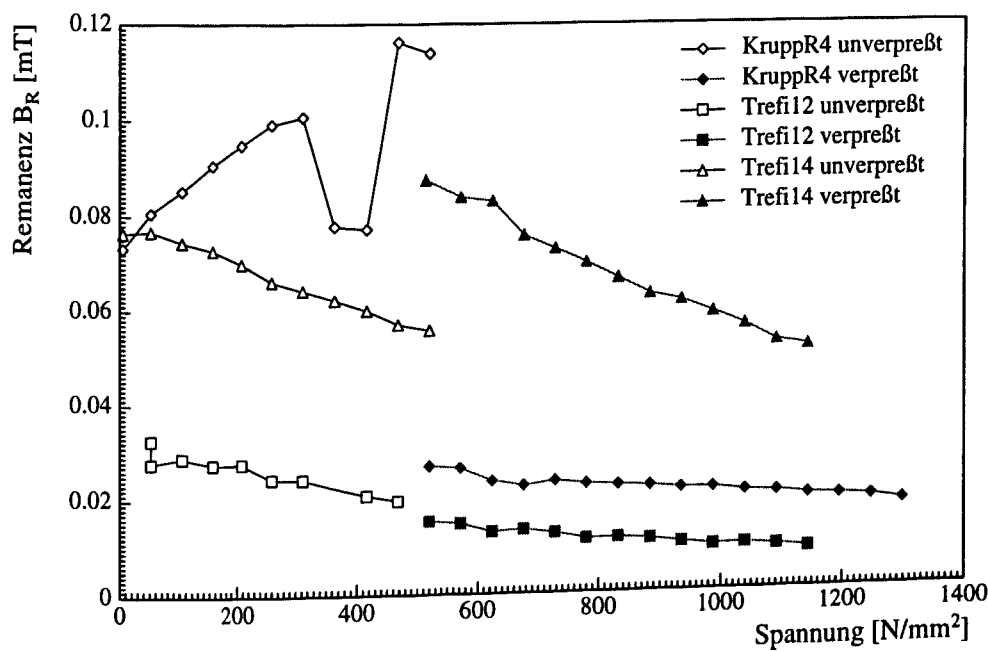


Abbildung 70: Einfluß des Verpressens auf die Spannungsabhängigkeit der Remanenz

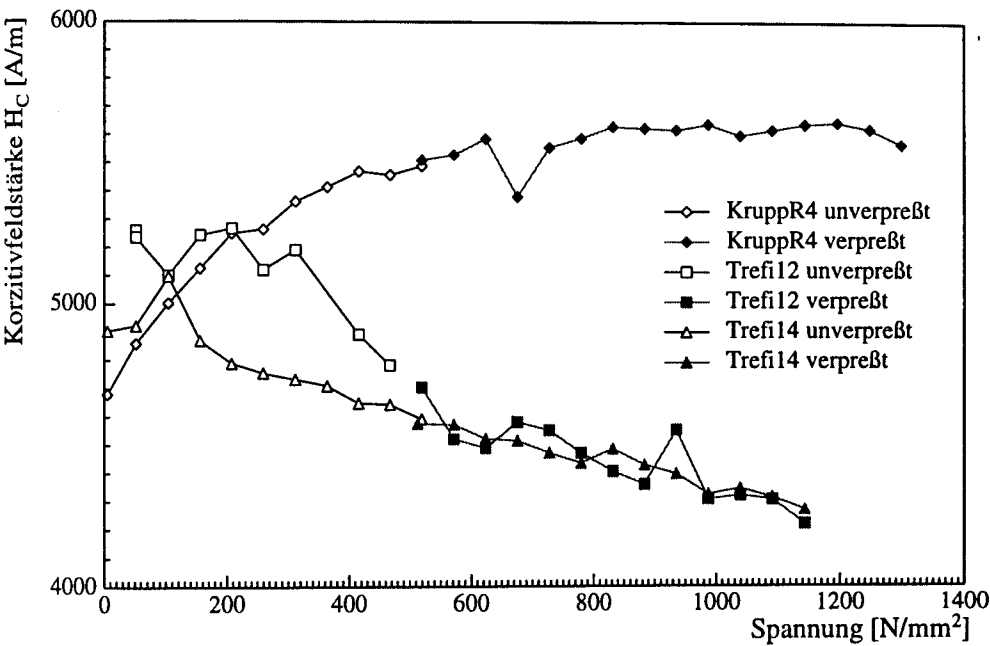


Abbildung 71: Einfluß des Verpressens auf die Spannungsabhängigkeit der Koerzitivfeldstärke

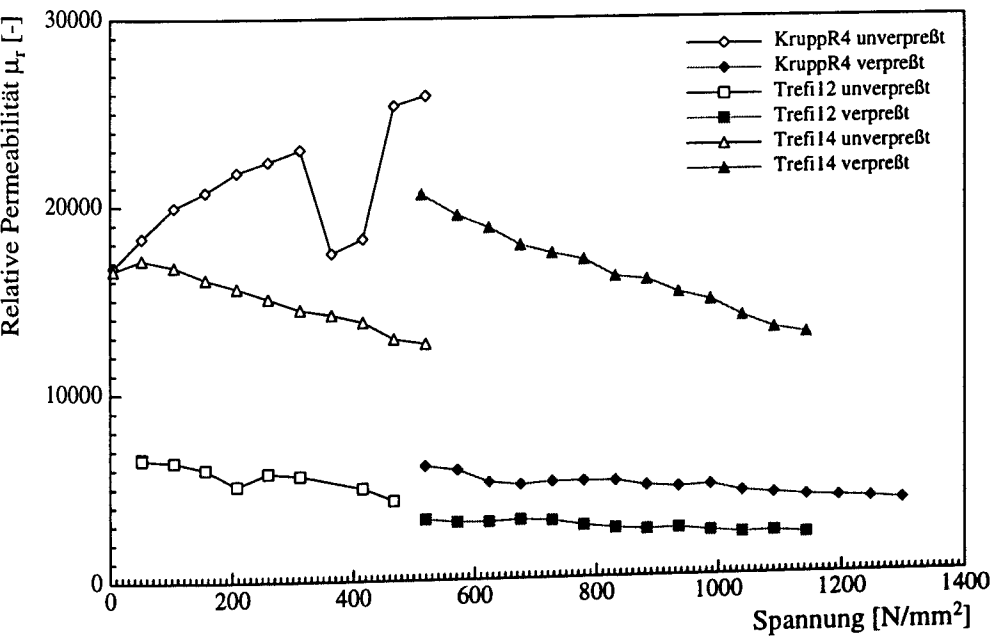


Abbildung 72: Einfluß des Verpressens auf die Spannungsabhängigkeit der relativen Permeabilität

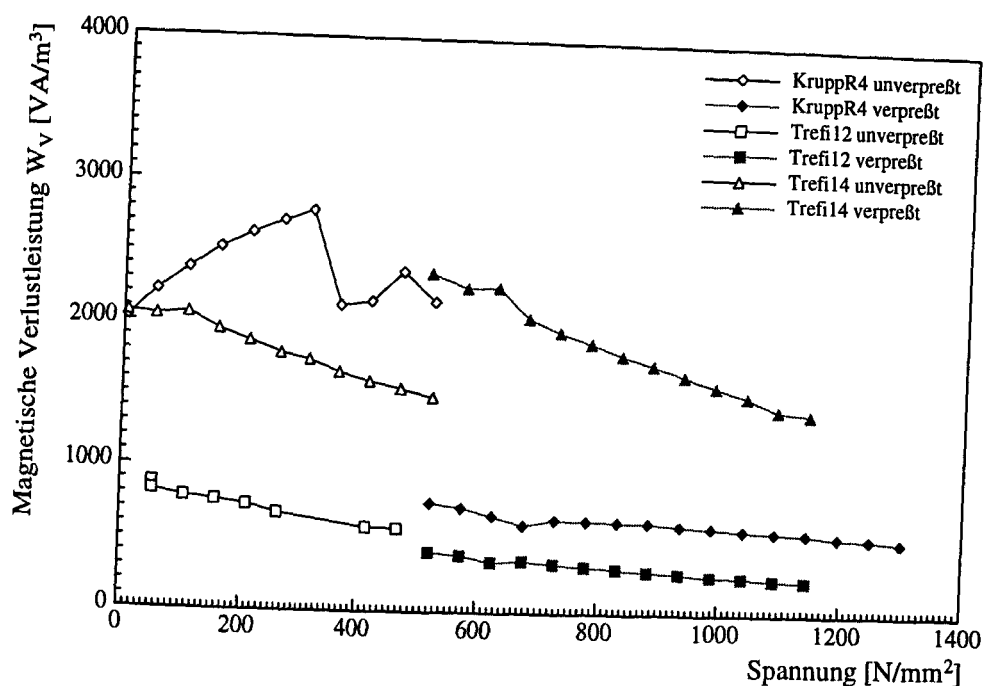


Abbildung 73: Einfluß des Verpressens auf die Spannungsabhängigkeit der magnetischen Verlustleistung

### 7.3 Messungen an fünf Stellen

Es wurden auch an den verpreßten Stählen Versuche mit fünf Meßstellen durchgeführt. Hintergrund dieser Messungen war einen qualitativen Überblick über die Verbundwirkung des einbetonierten Spannstahls zu bekommen. Auch hier wurden die Stahlproben mit fünf DMS bestückt und Messungen der magnetischen Eigenschaften in Abhängigkeit von der Belastung durchgeführt. Die Abbildungen 74 und 75 stellen die an den fünf DMS ermittelten  $\sigma$ - $\epsilon$ -Diagramme im verpreßten Zustand dar. Sie beginnen erst nach der Standzeit von 48 Stunden, da der Anfangsbereich identisch mit den zuvor durchgeführten Messungen an den nackten Stählen ist. Es zeigen sich auch hier minimale Unterschiede im gemessenen E-Modul. Es sind einzelne Unstetigkeiten zu beobachten, die auf die Wirkung des Verbundes zwischen dem Einpreßmörtel und dem Stahl zurückzuführen sind. Die Verläufe der magnetischen Kenngrößen sind in den Abbildungen 76 und 77 dargestellt.

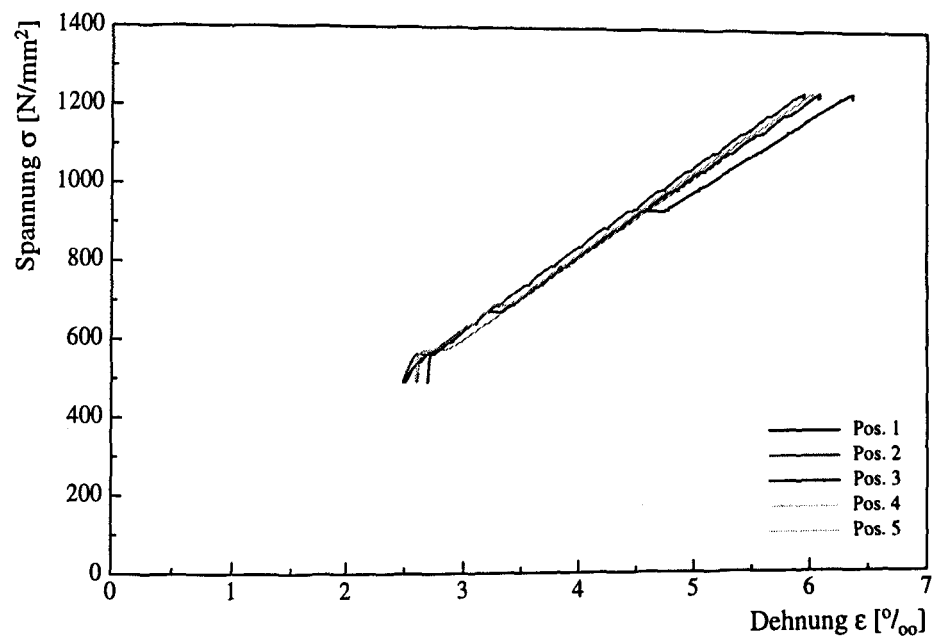


Abbildung 74: Ermittelte Spannungs-/Dehnungslinien des Spannstahls vom Typ *KruppR* an fünf Positionen

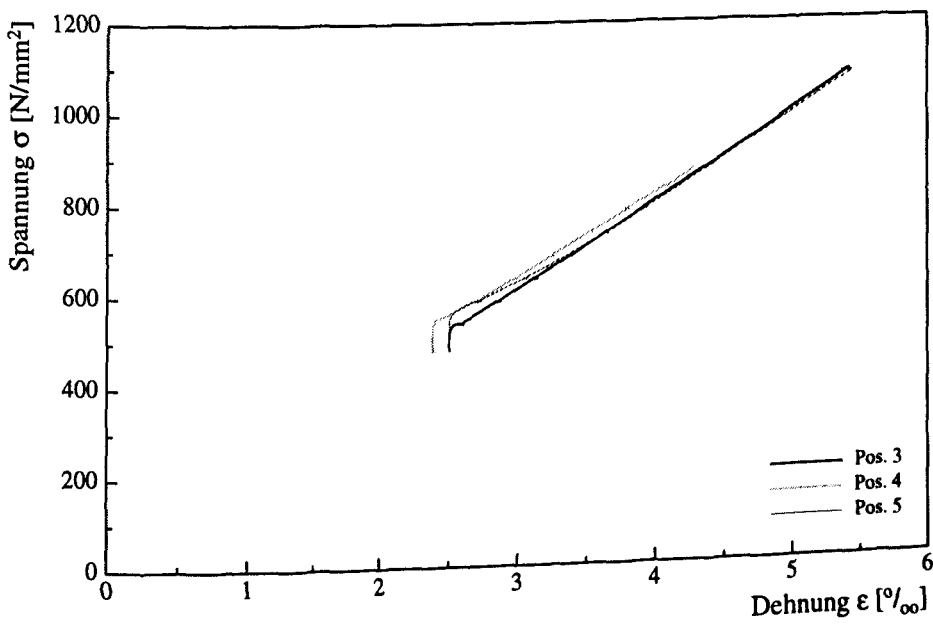


Abbildung 75: Ermittelte Spannungs-/Dehnungslinien des Spannstahls vom Typ *Trefi2* an drei Positionen

Die Meßwerte an den fünf Stellen sind mit den Ergebnissen am einzelnen Stahl vergleichbar. Sie können ähnlich gedeutet werden. Auch hier gehen die Werte der Koerzitivfeldstärke vor und nach dem Verpressen ineinander über. Diese Tatsache spricht für das Meßverfahren. Der Grund, weshalb die anderen Kenngrößen nicht ineinander übergehen, ist in der veränderten Permeabilität des den Stahl umgebenden Materials zu sehen.

## 7.4 Zusammenfassung

Die Ergebnisse der Versuche haben gezeigt, daß das hier vorgestellte Verfahren am einbetonierten Spannstahl erfolgversprechend ist. Es hat sich gezeigt, daß die Methode unempfindlich gegenüber benachbarter Stäbe ist. Es ist anzunehmen, daß auch die schlaffe Bewehrung keinen Einfluß auf die Messung haben wird.

Es bleiben jedoch einige Punkte zu klären, insbesondere inwieweit die Betoneigenschaften wie Feuchtegehalt usw. einen signifikanten Einfluß auf das Verkürzen der Feldlinien ausüben, d.h. ob die Magnetfelddämpfung mit zunehmendem Abstand des Sensors zum Stahl einfach mathematisch zu beschreiben ist.



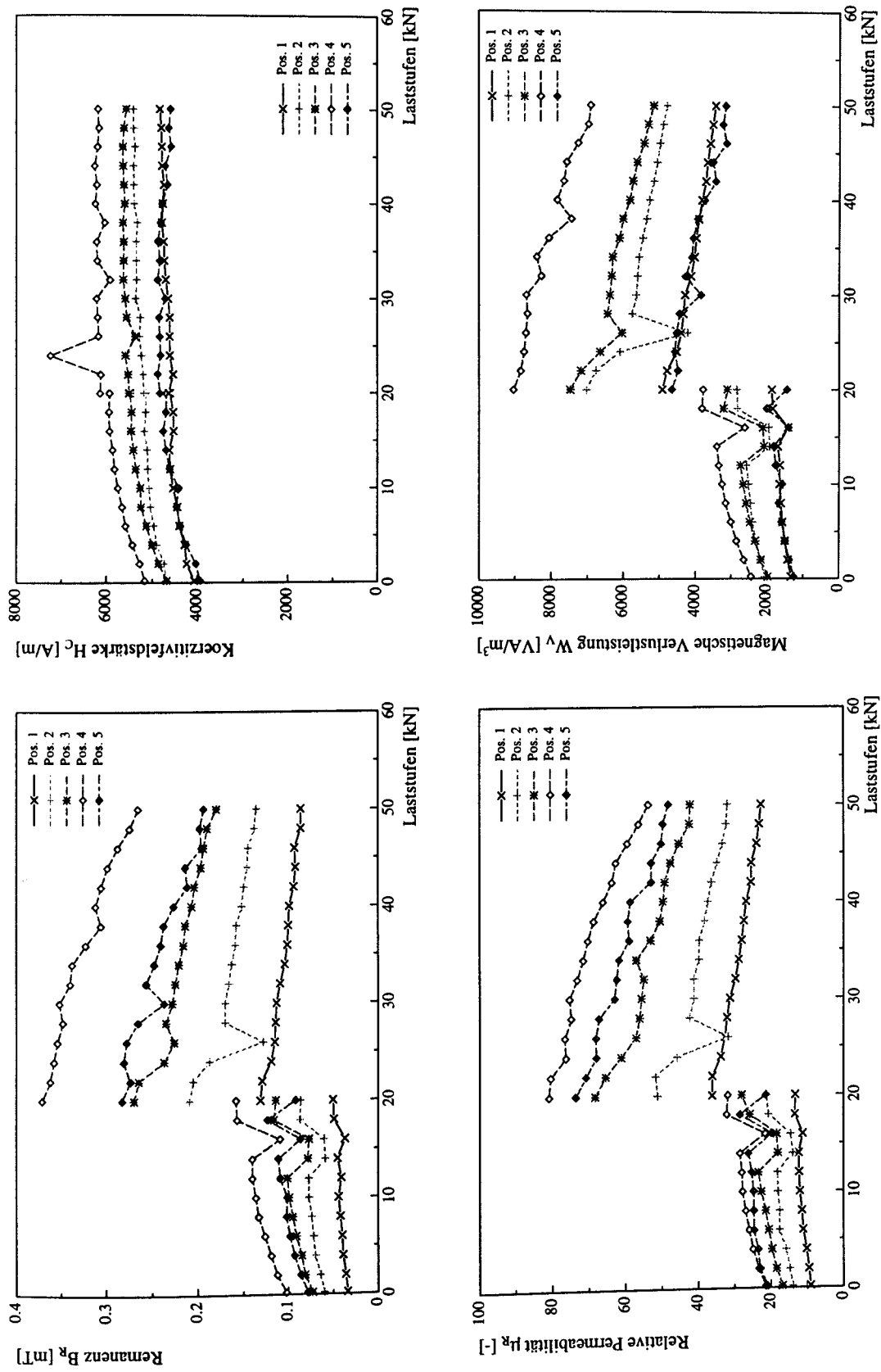


Abbildung 76: Magnetische Kenngrößen des Spannstahls vom Typ *KruppR* in Abhängigkeit von der Belastung an fünf Positionen

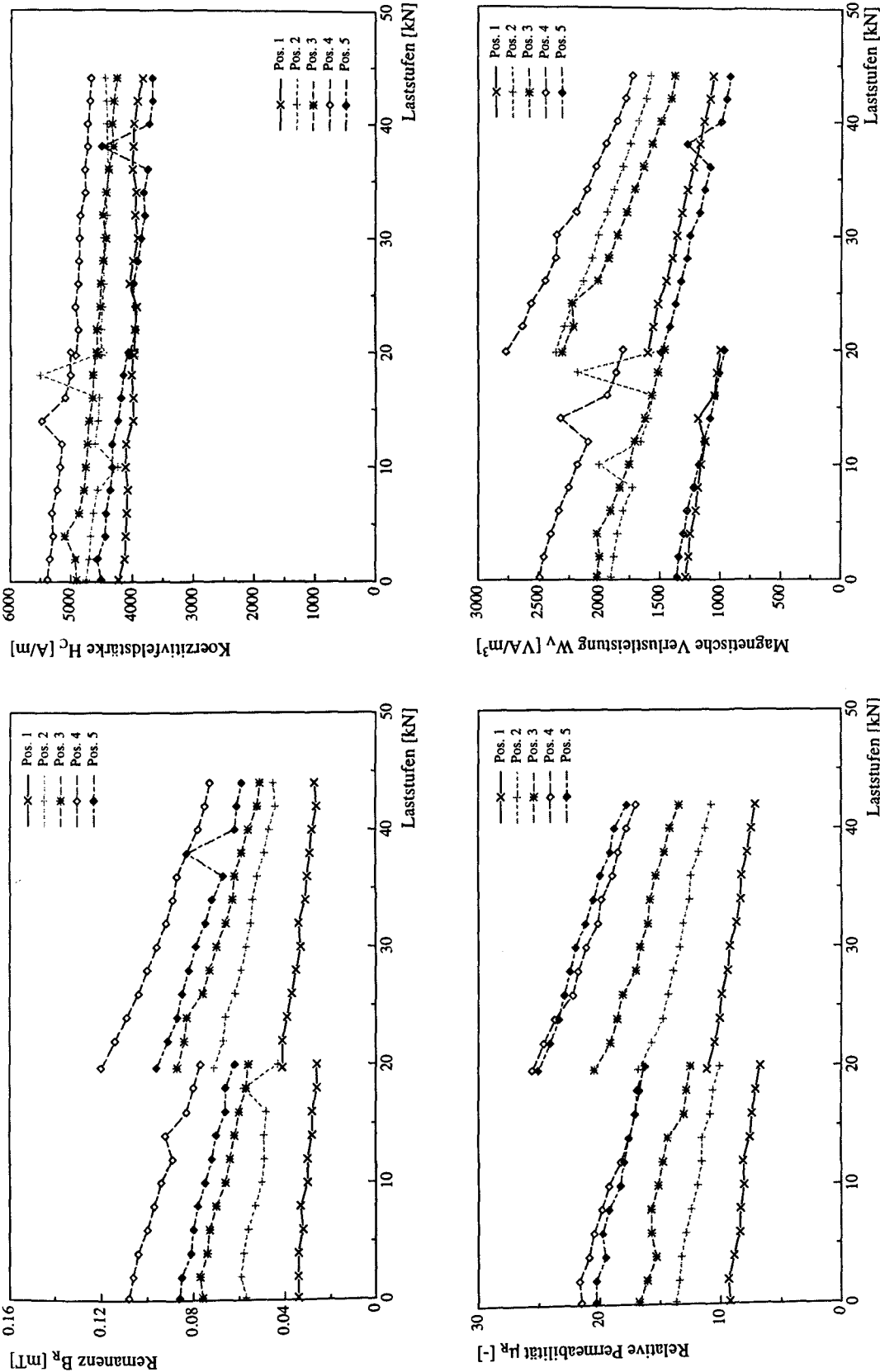


Abbildung 77: Magnetische Kenngrößen des Spannstahls des Typs *Tref2* in Abhängigkeit von der Belastung an fünf Positionen

## 8. Zeitstandversuche

### 8.1 Kriech- und Relaxationsstand

Zur Prüfung des Langzeitverhaltens des Meßsystems wurden Kriech- und Relaxationsversuche durchgeführt. Die Versuche erfolgten im Klimaraum (21°C/65%r.F.) in einem eigens zu diesem Zweck umgebautem Rahmen. Der Versuchsstand und die Versuchsdurchführung wird im folgenden näher erläutert.

Bei Kriechversuchen wird die Last konstant gehalten. Dies wurde durch Aufhängen eines konstanten Gewichts über einen Hebelarm mit einem Verhältnis von Gewichtskraft des Gegengewichts zur kriecherzeugenden Kraft von 1:15 realisiert. Der zu untersuchende Stahl wird auf der vorderen Seite des Rahmens eingebaut. Über Zugstangen, die mittels Paulsklemmen am Stahl befestigt sind, werden die Kriechkräfte mit einem Hohlkolbenzylinder aufgezogen, bis das Gegengewicht frei hängt. Anschließend ist der Kolbenhub mit einer Gegenmutter so zu fixieren, daß der Zylinder entlastet werden kann. Entsprechend Abbildung 78 wirkt das frei hängende Gegengewicht als konstante Zugkraft auf den Probekörper. Abbildung 79 zeigt die Vorderansicht des Versuchsstandes mit dem eingebauten Versuchsstahl.

Vor Versuchsbeginn wird die notwendige Anzahl an Gegengewichten aufgelegt, so daß die kriecherzeugende Kraft mittels Kraftmeßdose eingestellt werden kann. Zur Kraftaufbringung wird der Öldruck in der hydraulischen Kolbenpresse kontinuierlich über die Zeit gesteigert, bis das Gegengewicht nach acht Minuten frei hängt.

Die zu prüfenden Stähle wurden vor Versuchsbeginn mit einem Dehnungsmeßstreifen und mit einem induktiven Wegaufnehmer instrumentiert. Der SQUID-Sensor wurde auf der Höhe des DMS so plziert, daß sich während des Versuches beide auf einer identischen Höhe befanden. Die Verformungen wurden sofort nach Freihängung des Gegengewichts registriert.

Da die Rahmenkolben des bestehenden verwendeten Versuchsstandes sehr dicht aneinanderliegen, konnte keine Abschirmung verwendet werden. Zudem war zu befürchten, daß der geschlossene elektrische Kreis des Rahmens einen Einfluß auf den Verlauf der Magnetfeldlinien haben wird. Aus diesem Grund wurden die magnetischen Kenngrößen vor Beginn der Versuche in Abhängigkeit vom Meßwinkel des SQUID-Sensors zum Stahl erfaßt. Abbildung 80 zeigt den Aufbau der Vormessung. Die Meßergebnisse sind in Abbildung 81 zusammengefaßt. Die Ermittlung der Meßgrößen erscheint sehr stark meßwinkel-

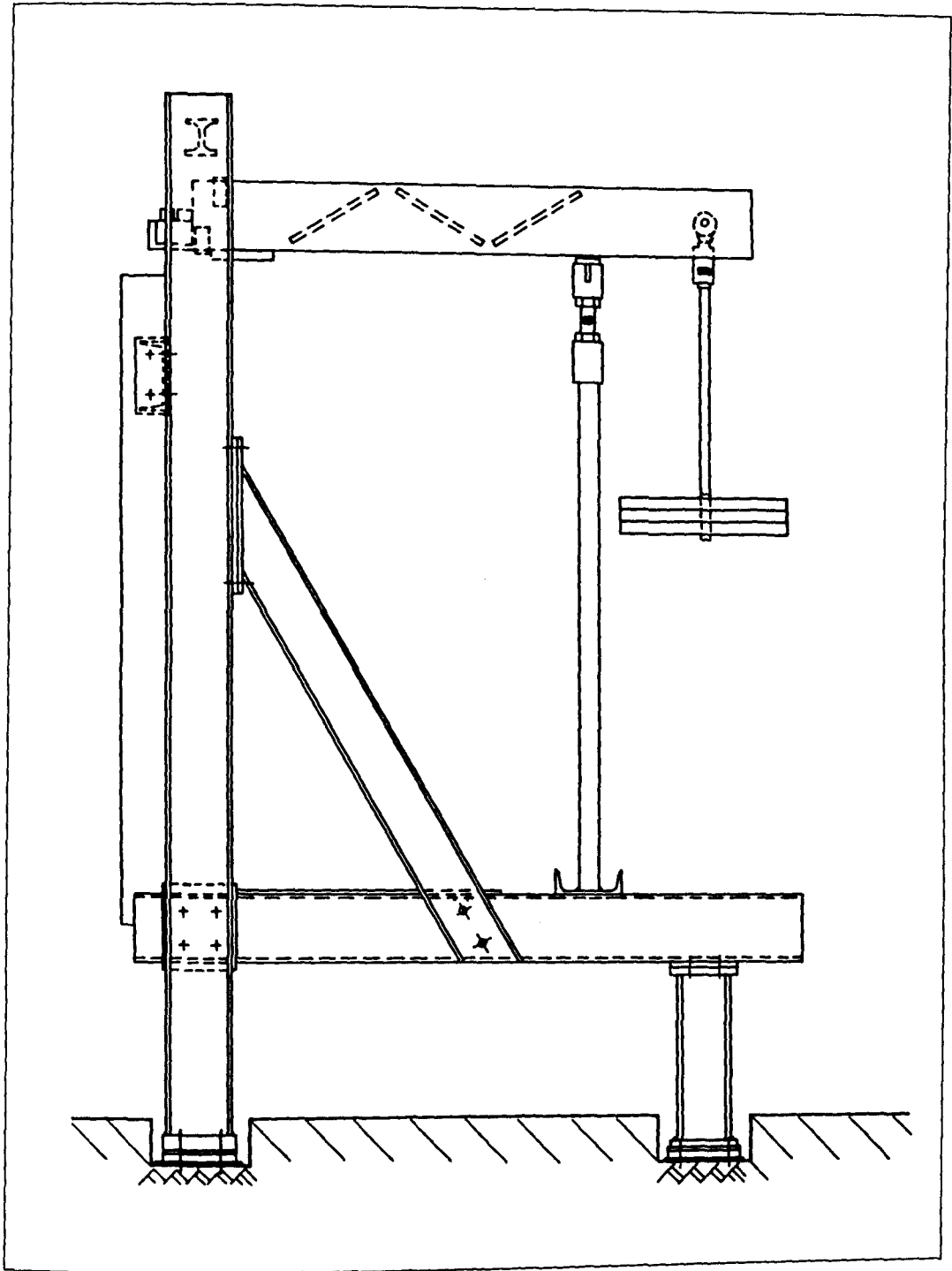


Abbildung 78: Seitenansicht des Kriech- und Relaxationsstandes

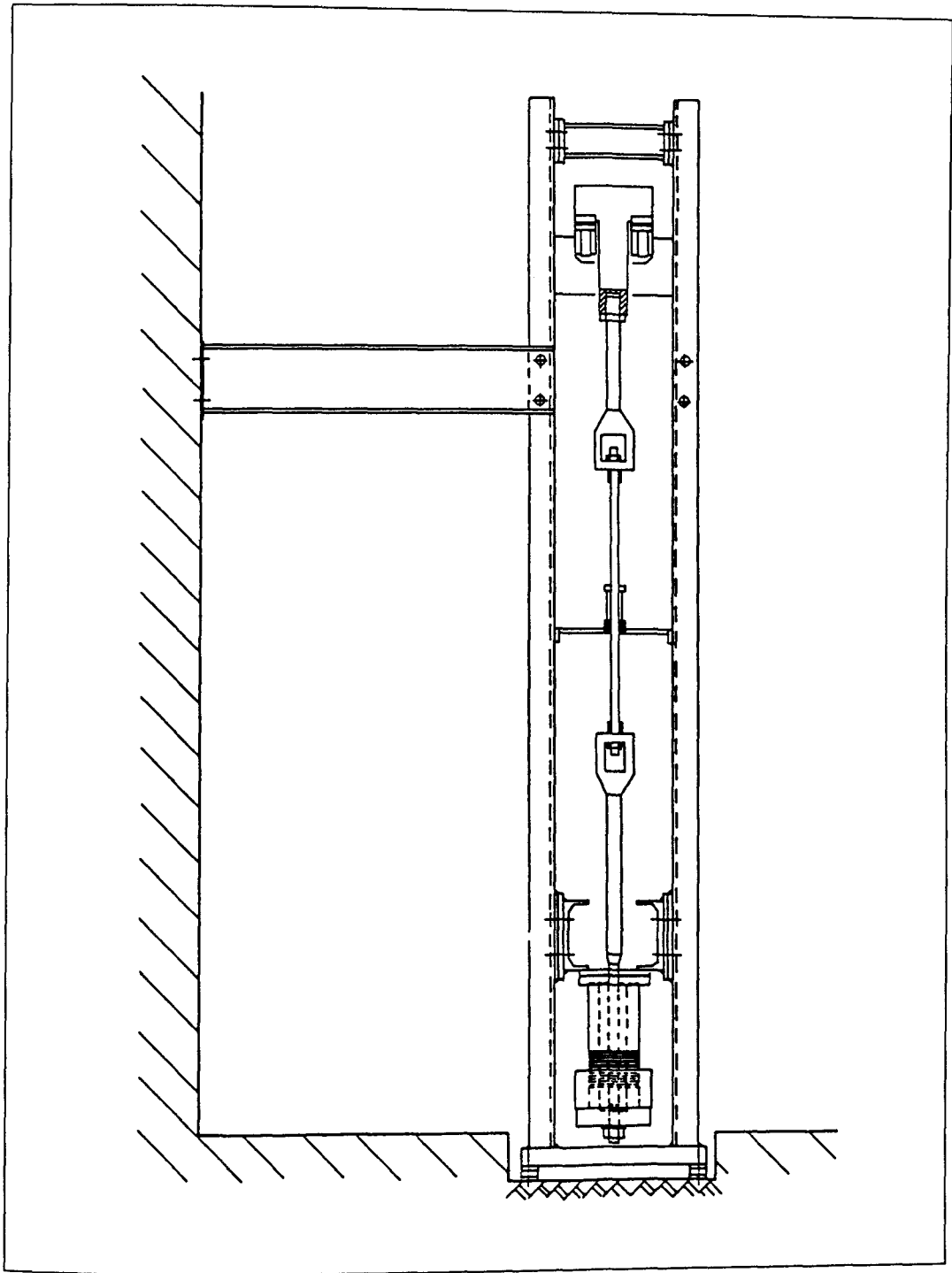


Abbildung 79: Vorderansicht des Kriech- und Relaxationsstandes mit vertikal eingebautem Versuchskörper

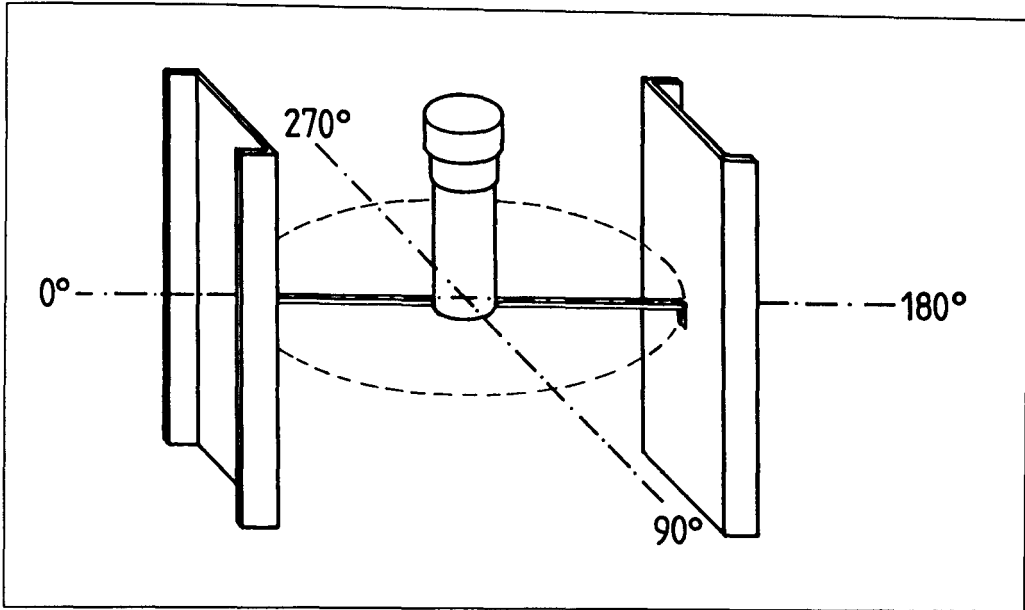


Abbildung 80: Definition des Meßwinkels am Kriech- und Relaxationsstand

abhängig. Deshalb wurden die Messungen bei dem Meßwinkel durchgeführt, bei dem die Meßgrößen maximal erfaßbar waren. Da es sich um einen Erprobungsversuch zur Charakterisierung der Langzeitstabilität des verwendeten SQUID-Systems handelte, spielten die Absolutwerte der Kenngrößen eine eher untergeordnete Rolle.

Bei Relaxationsversuchen hingegen gilt es, die Dehnung des Stabstahls konstant zu halten. Entsprechend ist die Kraft zu senken. Hierzu wurde derselbe Versuchsrahmen verwendet. Die Kraft wurde ebenfalls durch ein Gegengewicht erzeugt. Das Gegengewicht wurde allerdings variabel gestaltet. Als Gegengewicht fungierte ein Ölbehälter, dessen Füllungsgrad mittels eines Magnetventils verringert werden konnte. So ließ sich die Relaxationskraft reduzieren. Eine am Stabstahl befestigte Meßuhr, die bei einer Wegverlängerung aufgrund Relaxation von  $1\ \mu\text{m}$  schaltet, steuerte das Magnetventil. Abbildung 82 zeigt die Instrumentierung des eingebauten Stabstahls während des Relaxationsversuches. In diesen Versuchen wurden neben dem Signal des SQUID-Sensors zusätzlich die Dehnung des Stahls in Höhe des SQUID sowie die Relaxationskraft mittels einer Kraftmeßdose am Hebelarm erfaßt. Die ermittelte Relaxationskraft ist dann mit dem Hebelarmverhältnis zu multiplizieren.

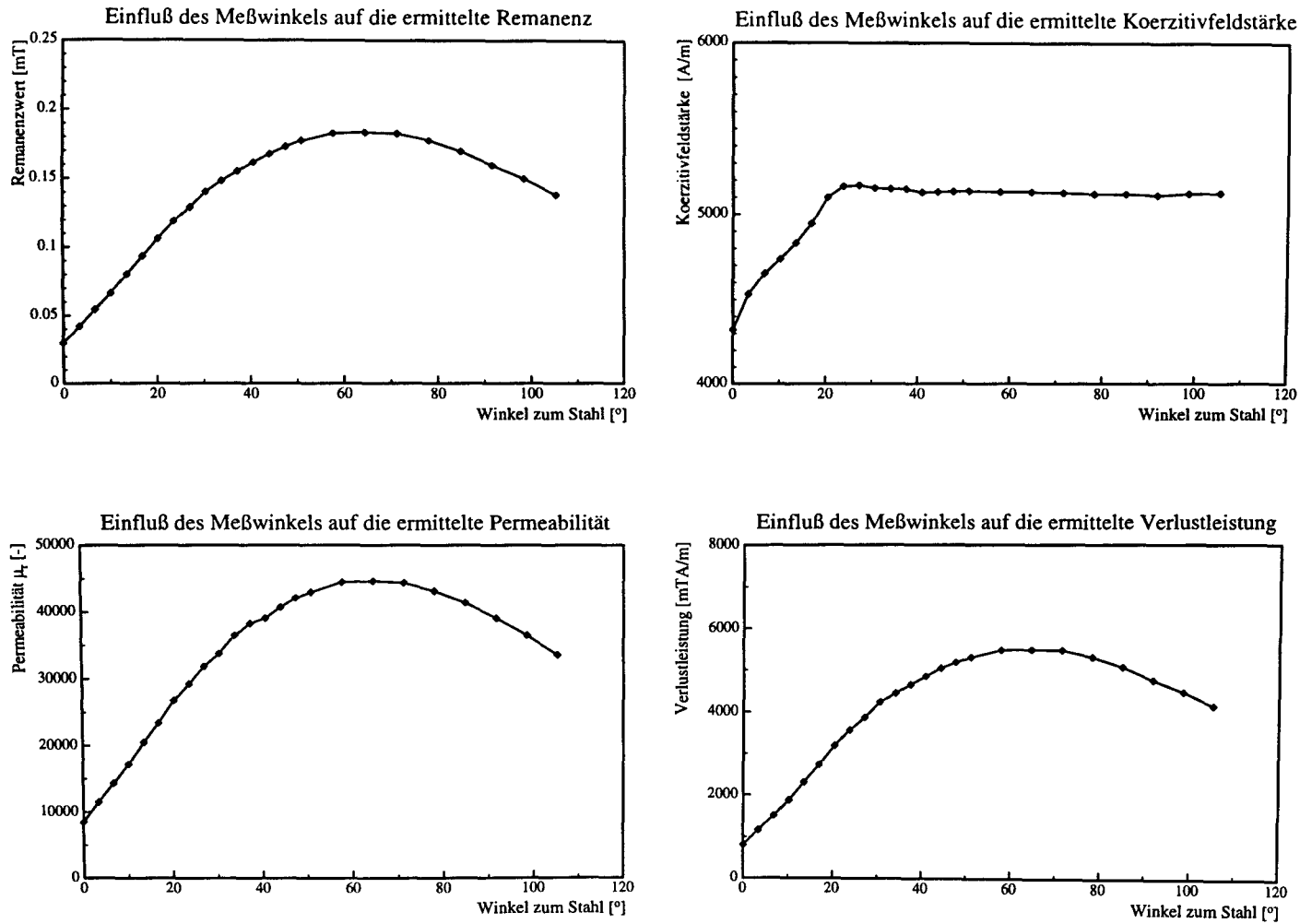


Abbildung 81: Einfluß des Meßwinkels des SQUID-Sensors zum Stahl auf die Ermittlung der magnetischen Kenngrößen im Kriechrahmen

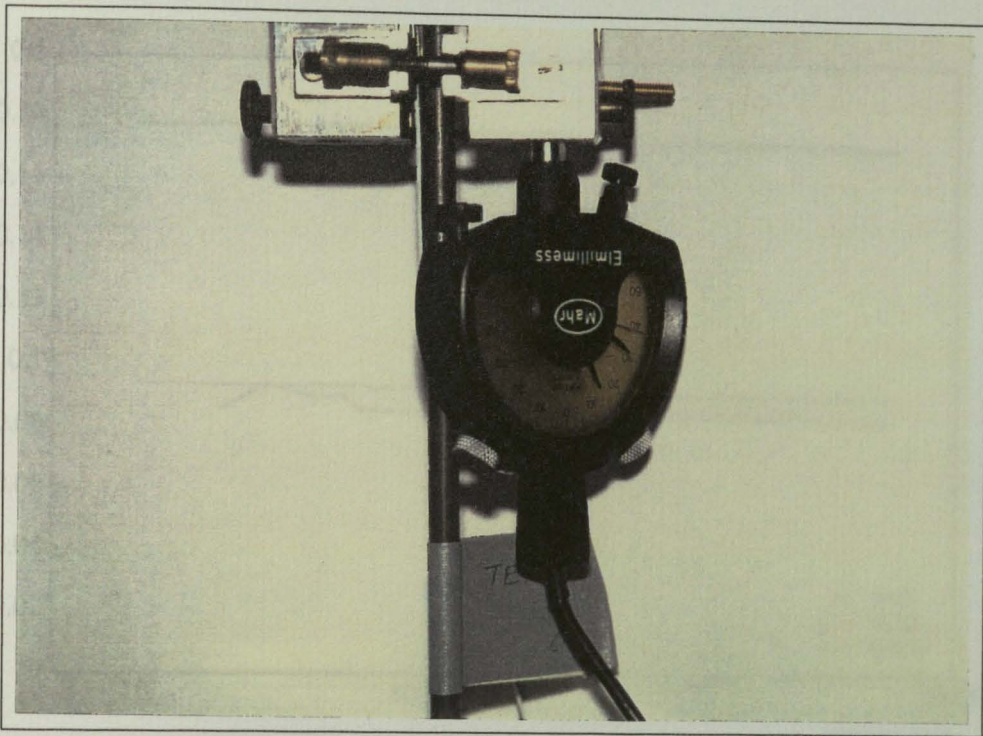


Abbildung 82: Meßsystem am Relaxationsstab

## 8.2 Kriechversuche

Die Abbildungen 83 bis 86 zeigen den zeitlichen Verlauf der magnetischen Kenngrößen im Kriechversuch. Der Verlauf der Meßkurven ist für alle drei Versuche sehr stabil. Es zeichnet sich ein leichter Abfall der gemessenen Werte ab. Dieser Abfall ist sicher auf die Dehnungen im Stahlgefüge zurückzuführen.

Die Kurvenverläufe des *Trefi2* sind etwas unruhig. Dies liegt eventuell an der schwierigen Einspannung der unprofilierten Stäbe im Meßstand. Ein Schlupfen des Stabs aus der Klemme führt zu einer kurzfristigen Entspannung, die nach einem Augenblick wieder gestoppt wird. Solche ruckartigen Beanspruchungen führen unmittelbar zu Sprüngen des SQUID-Signals. An dieser Stelle besteht Optimierungsbedarf.

## 8.3 Relaxationsversuche

Der zeitliche Kurvenverlauf der magnetischen Kenngrößen während der Relaxationsversuche ist in den Abbildungen 87 bis 90 dargestellt. Es zeichnen sich ähnlich stabile



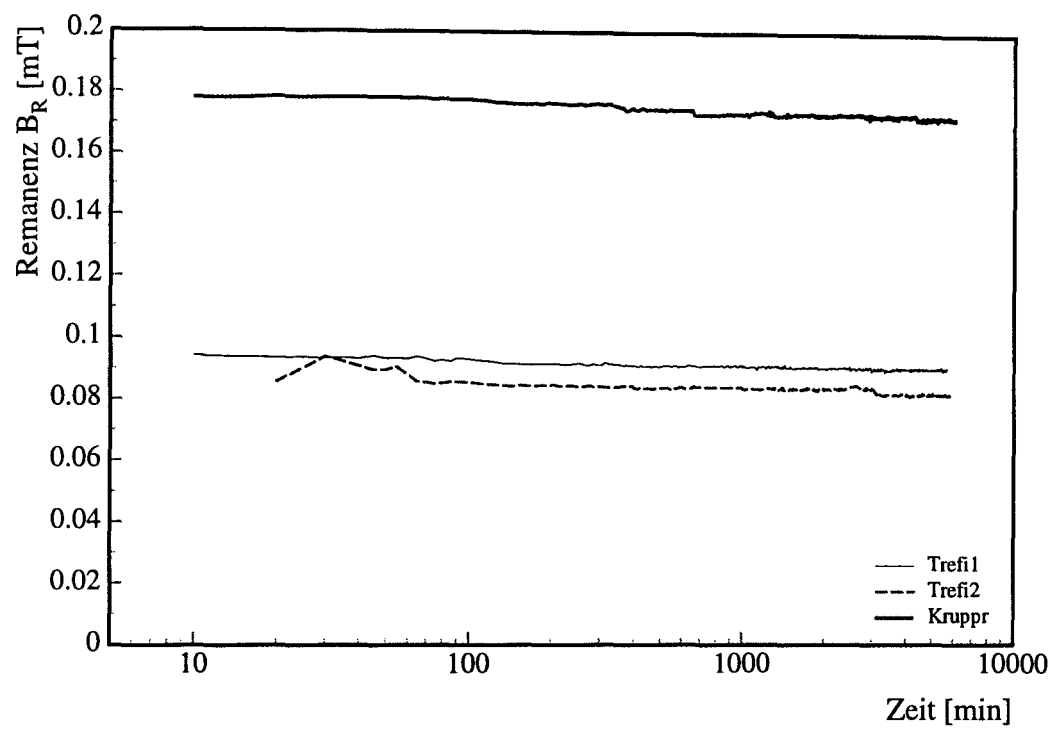


Abbildung 83: Remanenzverlauf im Kriechversuch

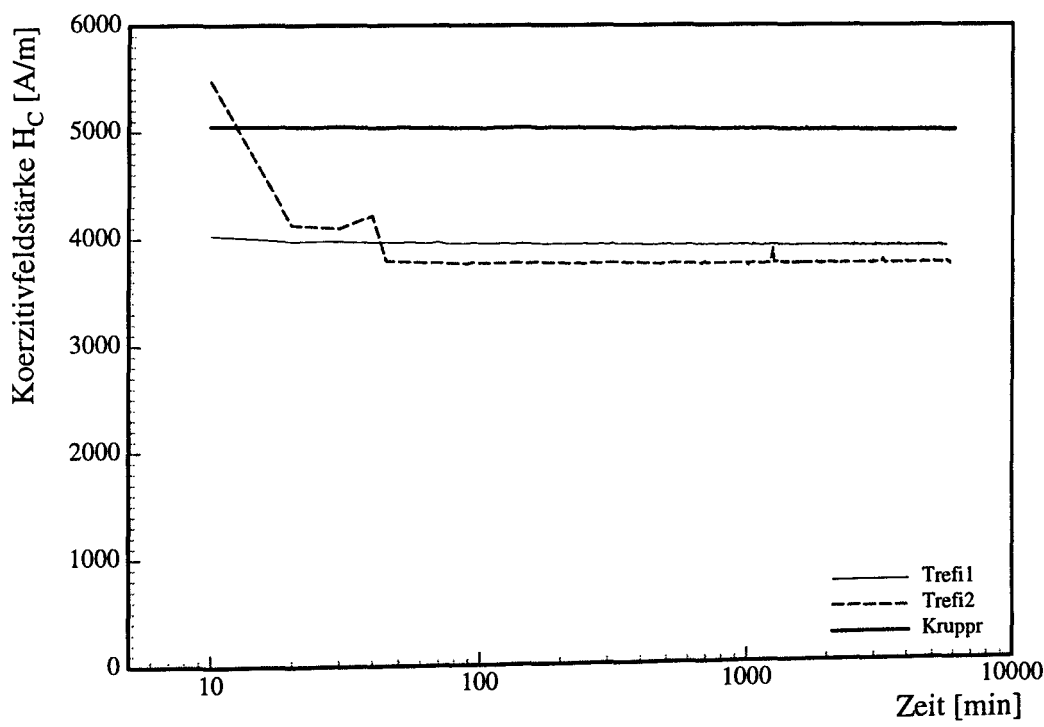


Abbildung 84: Koerzitivfeldstärkenverlauf im Kriechversuch

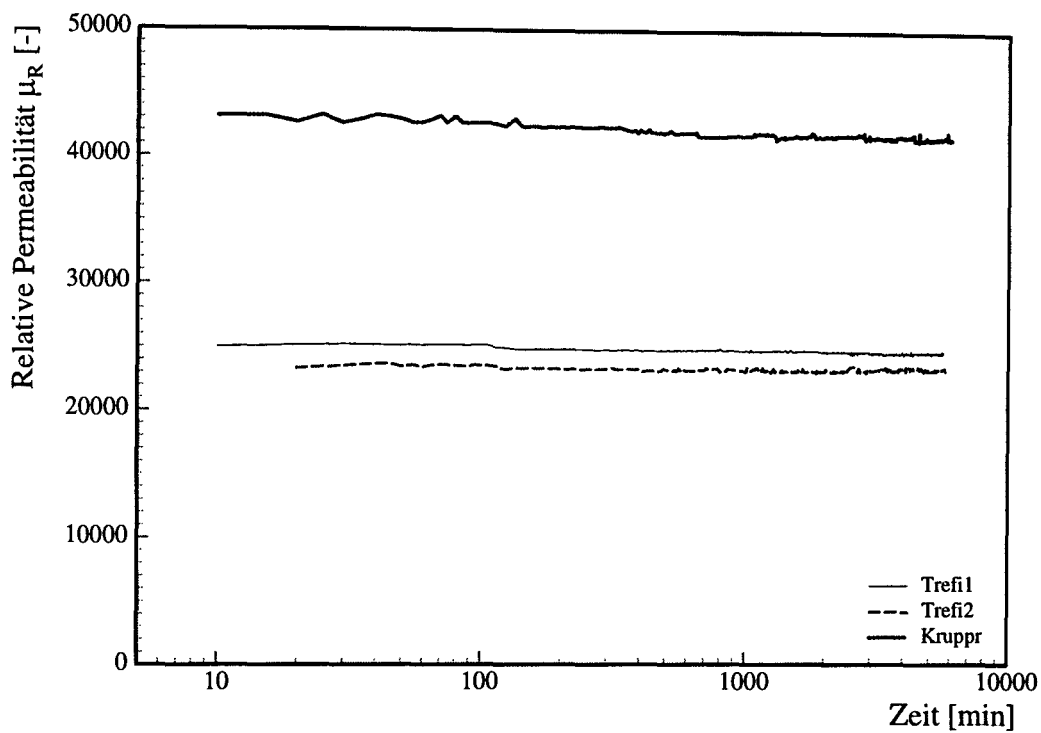


Abbildung 85: Verlauf der relativen Permeabilität im Kriechversuch

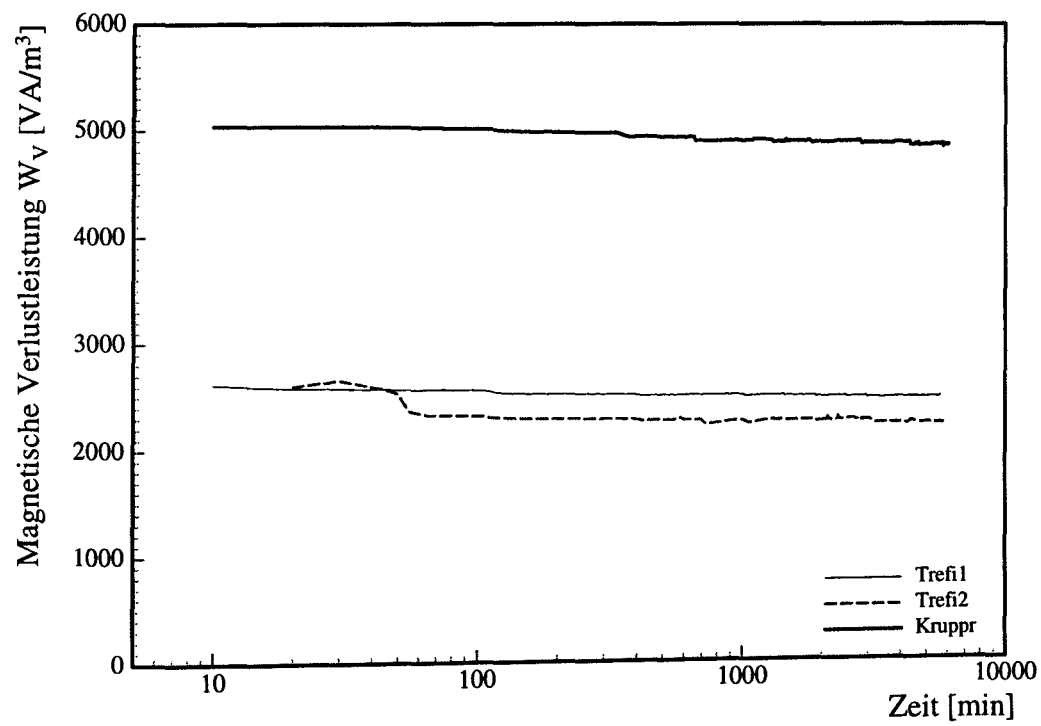


Abbildung 86: Verlauf der magnetischen Verlustleistung im Kriechversuch

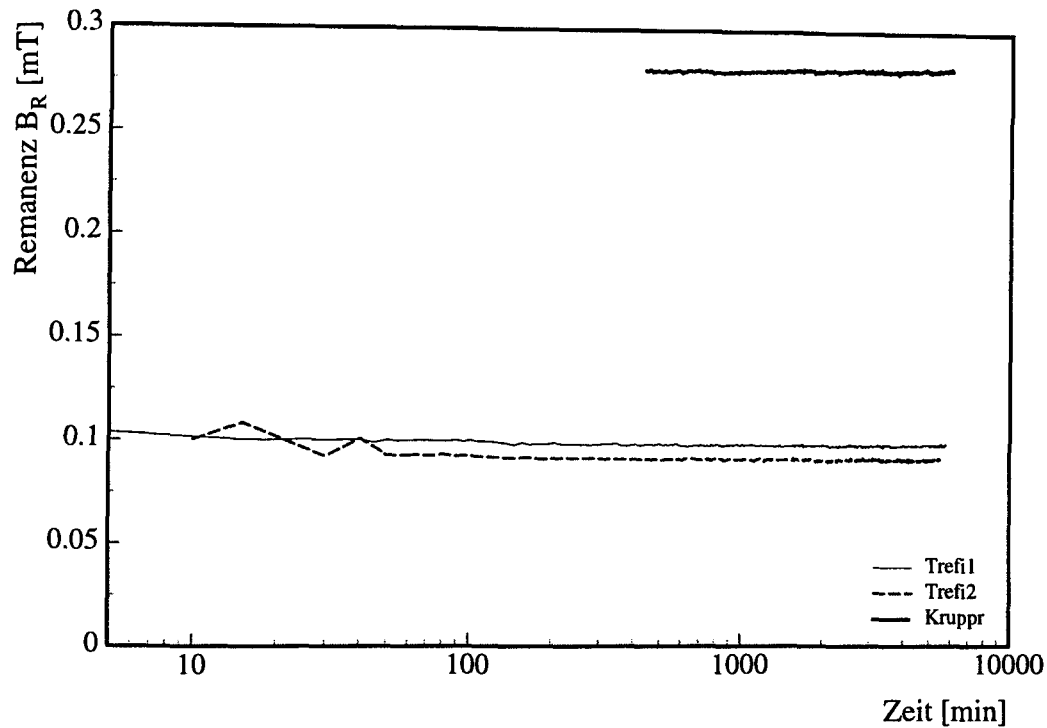


Abbildung 87: Remanenzverlauf im Relaxationsversuch

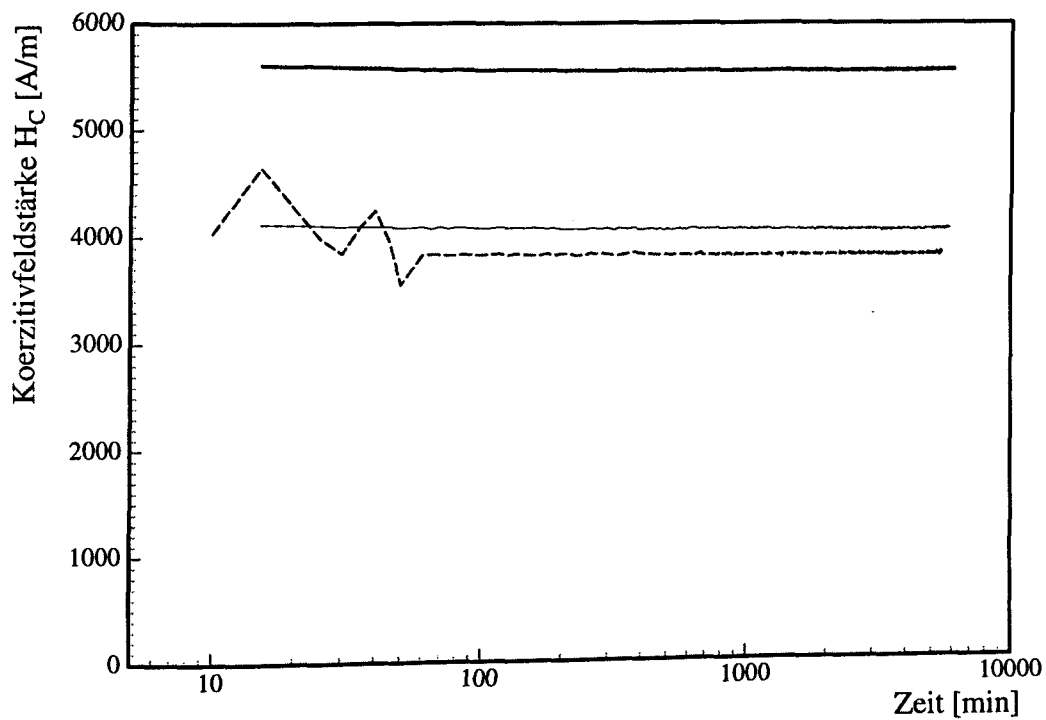


Abbildung 88: Koerzitivfeldstärkenverlauf im Relaxationsversuch

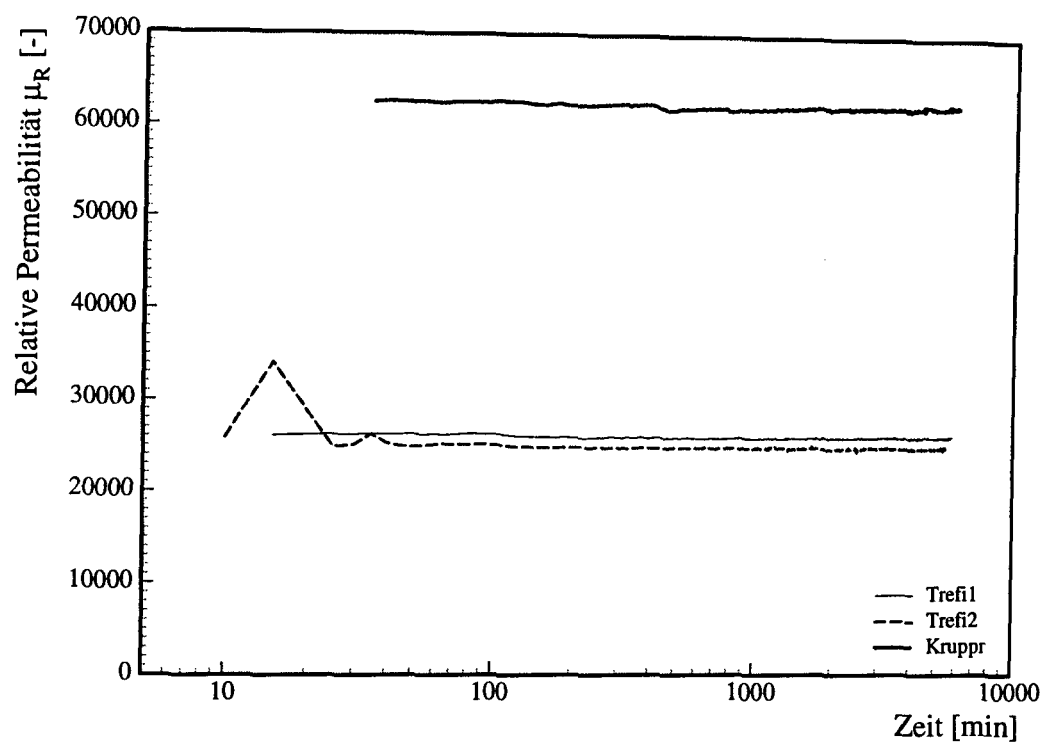


Abbildung 89: Verlauf der relativen Permeabilität im Relaxationsversuch

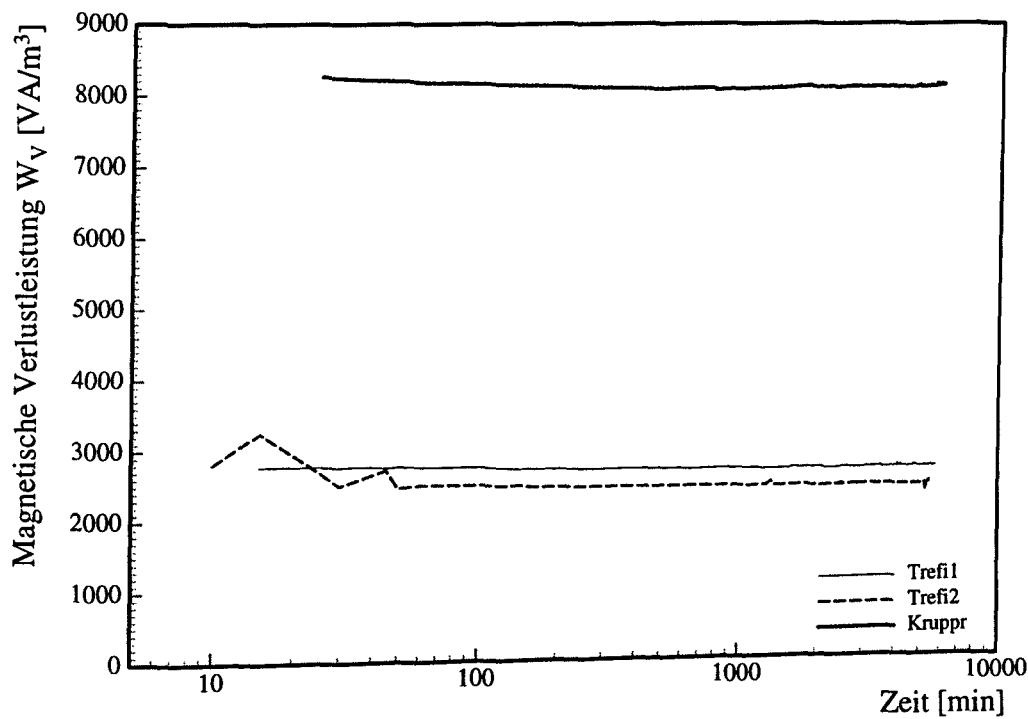


Abbildung 90: Verlauf der magnetischen Verlustleistung im Relaxationsversuch

Verläufe wie die im Kriechversuch erzielten Versuchsergebnisse ab.

Es sind lediglich anfängliche Störungen zu registrieren, die mit der Versuchstechnik in Verbindung zu bringen sind. Unmittelbar nach dem Aufbringen der Last beginnt der Stahlstab zu relaxieren. Diese Relaxation führt zu einer Abnahme der Belastung, sodaß die Stabdehnung konstant bleibt. Die Lastabnahme wird durch ein Magnetventil gesteuert, das zu magnetischen Störungen führt. Diese Störungen häufen sich deshalb in der ersten Versuchsperiode, da zu diesen Zeitpunkten vermehrt geschaltet werden muß.

## 8.4 Zusammenfassung

Die Kriech- und Relaxationsversuche zeigen, daß die Versuchsmethode langzeitstabil und erfolgreich ist. Es gelingt, das Langzeitverhalten eines eingespannten Stabes berührungslos zu protokollieren. Somit würde die Möglichkeit bestehen, Überwachungsaufgaben mit einem solchen System zu lösen.

## 9. Zusammenfassung und Ausblick

Im Sinne einer Überwachung eines vorgespannten Bauwerkes ist es erforderlich, den Kraftzustand der Zugglieder zu erfassen. Hieraus entsteht die Notwendigkeit eine Meßmethode zu entwickeln, mit der es möglich wird, die Kraft bzw. die Dehnung eines Spannstahls zerstörungsfrei und rückwirkungsfrei im eingebauten Zustand auch während des Bauwerkbetriebs zu messen.

Im Rahmen der hier vorliegenden Forschungsarbeit wurde die magnetoelastische Methode für das o.g. Problem adaptiert und erprobt. Mittels hochauflösender SQUID wurden die magnetischen Kenngrößen eines Ferromagnetens aus der gemessenen magnetischen Hysteresisschleife wie die Remanenz, die Koerzitivfeldstärke, die relative Permeabilität und die magnetische Verlustleistung in Abhängigkeit von der Zugbeanspruchung bestimmt und ausgewertet. Die Spannstahlproben wurden hier mittels einer Universalprüfmaschine in einer magnetischen Abschirmung bis zur Streckgrenze dehnungskontrolliert gezogen.

Je nach Zusammensetzung des Stahlmaterials ergaben sich reproduzierbare und theoretische, deutbare Ergebnisse, die die Eignung des Verfahrens demonstrierten. Es wurden zunächst Versuche an nackten Stählen durchgeführt. Die Meßergebnisse dienten anschließend zur numerischen Bestimmung mikrostruktureller Parameter durch nicht-lineare Regression, sodaß beispielsweise die Sättigungsmagnetostriktion  $\lambda_S$  des Ferromagnetens in einer der Literatur entsprechenden Größenordnung reproduzierbar bestimmt werden konnte. Parallel dazu wurde die Magnetostriktionskonstante experimentell in einem Zugversuch ermittelt, bei dem die Remanenz in Abhängigkeit von der Zugspannung kontinuierlich erfaßt wurde. Der lineare Zusammenhang erlaubte die eindeutige Bestimmung von  $\lambda_S$ , dessen Werte mit denen aus der nicht-linearen Regression übereinstimmten.

Zudem wurde der Temperatureinfluß auf die Methode untersucht. Hierzu wurden die Zugversuche in einer temperierten Kammer in einem Temperaturintervall zwischen 20° und 60°C durchgeführt. Sowohl die Meßergebnisse als auch die aus den Meßwerten gewonnenen magnetischen Konstanten, die eine numerische Nachempfindung erlaubten, zeigten keinen signifikanten Einfluß der Temperatur auf die Meßmethode.

Da der SQUID-Sensor eine sehr hohe lokale Auflösung bietet, wurden die Meßwerte an unterschiedlichen Stellen des Stahlstabes erfaßt, wobei die magnetische Anregung durch die fest eingespannte Spule nicht variiert wurde. Es zeigt sich, daß der üblicherweise

verwendete  $r^3$ -Ansatz zur Beschreibung des Abfalles der magnetischen Feldstärke  $H$  diesen Vorgang am Beispiel des stark texturierten Spannstahls nicht ausreichend genau beschreibt. Hier besteht weiterer Forschungsbedarf. Desweiteren ist zu überprüfen, inwieweit die Streufeldmessung zur Erfassung der magnetischen Flußdichte mittels SQUID-Gradiometer im Fall einer längeren Stahlprobe akzeptable Meßergebnisse liefert.

Weiterhin konnte nachgewiesen werden, daß das Verfahren unempfindlich gegenüber einer Betonummantelung ist. Es wurden Zugversuche an Proben durchgeführt, die innerhalb eines einbetonierten Kunststoffhüllrohres plaziert waren. Die Ergebnisse sind vielversprechend, da diese Eigenschaft des Meßverfahrens entscheidend für eine In-Situ-Messung ist. Auch hier ergaben sich noch offene Probleme. Zum einen ist die Permeabilität des Betons und des Einpreßmörtels in Abhängigkeit von deren Zusammensetzung exakt zu bestimmen. Desweiteren ist der Abfall der magnetischen Flußdichte zu ermitteln.

Zeitstandversuche zeigten schließlich die Stabilität der Methode, die sie für ein Monitoring als geeignet erscheinen lassen. Die Randbedingungen wie z.B. der Stickstoffverbrauch wären in diesem Zusammenhang zu überarbeiten.

Zusammenfassend lassen sich folgende Aussagen treffen:

- Das hier vorgestellte Verfahren ist prinzipiell zur Lösung des Problems der zerstörungs-, rückwirkungsfreien und berührungslosen Erfassung des momentanen Kraftzustands eines Spannstahls nach entsprechender Kalibrierung geeignet.
- Die Randbedingungen, die ein Bauwerk mit sich bringt, sind teilweise unproblematisch.
- Es bleibt zu klären, wie der Abfall der magnetischen Feldstärke und der magnetischen Flußdichte im Stahl bzw. im Beton mathematisch zu beschreiben ist.
- Nach erfolgreicher Lösung dieser beiden offenen Probleme ist das Verfahren an Bauteilen im realen Maßstab zu erproben, nachdem die Frage nach einer geeigneten Magnetisierung der Spannstähle im Bauteil beantwortet ist, da es möglicherweise problematisch werden kann, einen Spannstahl über mehrere 10 Meter in entsprechender Weise zu magnetisieren.

## Literatur

- [1] L. BERGMANN & C. SCHAEFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Hrsg.: H. GOBRECHT, 7te Auflage, Walter de Gruyter & Co., Berlin, 1986.
- [2] M. BIERCHER: Durchstrahlungsprüfung von Spannbetonbauwerken in [47].
- [3] W. BUCKEL: *Supraleitung (Grundlagen und Anwendungen)*, Physik-Verlag, Weinheim, 1984.
- [4] M. G. CARFAGNO, F.S. NOORAI, M.E. BRAUSS & J.A. PINEAULT: X-Ray Diffraction Measurement of Stresses in Post-Tensioning Tendons in [25].
- [5] S. CHIKAZUMI: *Physics of Magnetism*, R.E. Krieger Publishing Company, Malabar, Florida, 1984.
- [6] J. CLARKE: SQUID Concepts and Systems in H. WEINSTOCK & M. NISENOFF (HRSG.): *Superconductings Electronics*, Springer-Verlag, Berlin, 87, 1989.
- [7] B.D. CULLITY: *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts, 1972.
- [8] DEUTSCHES INSTITUT FÜR BAUTECHNIK: *Zulassungsbescheid Z-12.1-I.4 vom 1.3.1986*, Zulassungsgegenstand: Vergüteter Spannstahl, rund, glatt, St 1420/1570 (St 145/160) der Krupp Stahl AG, Duisburg, verlängert 1.3.1991.
- [9] DEUTSCHES INSTITUT FÜR BAUTECHNIK: *Zulassungsbescheid Z-12.1-II.4 vom 1.3.1986*, Zulassungsgegenstand: kaltgezogene Spannstähle, rund, glatt, St 1570/1770, St 1470/1670 und St 1375/1570 der TreflARBED Drahtwerk Köln GmbH, verlängert 1.3.1991.
- [10] R.K. DHIR & M.R. JONES (ED.): *Concrete 2000; Economic and Durable Construction Through Excellence, Proc. Int. Conference*, 2 Vols., Sept. 1993, Dundee. E.&F.N. Spon, London.
- [11] DIN 1076 (3-83): *Ingenieurbauwerke im Zuge von Straßen und Wegen, Überwachung und Prüfung*.
- [12] U.EWERT, V. BARANOV & K. BORCHARDT: Cross-Sectional Imaging of Building Constructions by new Non-Linear Tomosynthesis Techniques Using Imaging Plates and  $^{60}\text{Co}$ -Radiation in [48].
- [13] FIP Guide to Good Practice: *Inspection and Maintenance of Reinforced and Prestressed Concrete Structures*. Th. Telford Ltd., London 1986.



- [14] M.C. FORDE (ED.) : *Structural Faults + Repair-95*, Proc. of 6th Int. Conference, Extending the Life of Civil + Building Structures, 3 Vols., July 1995, London. Eng. Technics Press.
- [15] L. FRANKE & R. WOLFF : Einsatz von Hochleistungsverbundwerkstoff im Spannbetonbrückenbau in *Bericht zum IABSE-Kongreß*, Helsinki 1988.
- [16] J.-P. FUZIER & R. LACROIX : Surveillance Programme for Stay Cables in [25].
- [17] R. GONTARZ: Magnetostriction of thin Ni-Films in *Physica Status Solidi*, **6**, 909, 1964.
- [18] W. GREINER: *Theoretische Physik*, Bd. 3: Klassische Elektrodynamik, 4te Auflage, Verlag Harri Deutsch, Thun, Frankfurt a.M., 1986.
- [19] W. HABEL, D. HOFMANN & F. BASEDAN : Short-Length Fibre Optic Micro Sensors for Non-Destructive Assessment of the Building Material's and Component's Behaviour in [48].
- [20] K. HARIRI & F.S. ROSTÁSY : Magnetic Stress Measurements of Prestressing Steels by Means of SQUIDS in [51].
- [21] G. HEBER: *Einführung in die Theorie des Magnetismus*, Akademische Verlagsgesellschaft, Wiesbaden, 1983.
- [22] C. HECK: *Magnetische Werkstoffe und ihre technische Anwendung*, Hüthig—Verlag, Heidelberg, 1975.
- [23] IABSE: *Remaining Structural Capacity*. IABSE Colloquium, Copenhagen 1993.
- [24] IABSE: *Monitoring of Large Structures and Assessment of their Safety*, IABSE Colloquium, Bergamo, 1987.
- [25] IABSE: *Extending the Lifespan of Structures*, IABSE Colloquium, San Francisco, 1995.
- [26] D.C. JILES & D.L. ATHERTON: Theory of Ferromagnetic Hysteresis in *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **61**, 48, 1986.
- [27] C. KITTEL: *Introduction to Solid State Physics*, 6th Edition, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1986.
- [28] M. KLINGER: Eximer-Laser für die Materialbearbeitung in *Spot Beam*, Mitteilung der Forschungsgesellschaft für Informationstechnik fit mbH, Ausgabe 2/1991.

- [29] E. KNELLER: *Ferromagnetismus*, Springer Verlag, Berlin, 1962.
- [30] G. KÖNIG & R. WOLFF : Hochleistungsverbundwerkstoff für die Vorspannung von Brückenbauwerken in *IABSE-Kongreß*, Paris-Versailles 1987.
- [31] V. KOSE & F. MELCHERT: *Quantenmaße in der elektrischen Meßtechnik*, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, New York, Basel, Cambridge, 1991.
- [32] J. KRIEGER : Literatursichtung zu zerstörungsfreien Prüfmethoden hinsichtlich ihrer Anwendung bei Betonbrücken in *Berichte der Bundesanstalt für Straßenwesen*, 1985.
- [33] J. KRIEGER: Anwendung zerstörungsfreier Prüfverfahren bei Betonbrücken in *Bautechnik*, **73**, 23, 1996.
- [34] P. LANGEVIN. Magnétisme et Théorie des électrons in *Annales de Chimie et de Physique*, **8**, 70, 1905.
- [35] C. MAIERHOFER, K. BORCHARDT & J. HENSCHEN: Application and Optimization of Impulse-Radar for Non-Destructive Testing in Civil Engineering in [48].
- [36] P. MATT: *Zerstörungsfreie Prüfung von Spanngliedern in bestehenden Brückenbauten*, Bericht Nr. 170 (VSS) Forschungsauftrag Nr. 52/88, 1989.
- [37] P. MATT : *Qualitätsgesicherte und überwachbare Spannsysteme im Brückenbau*. Eidgen. Verkehrs- und Energiewirtschaftsdept., Bundesamt für Straßenbau, Schweiz. Bericht 81/89, Sept. 1989.
- [38] R.M. MEASURES, A.T. ALAVIE, R. MAASKANT, N.Y. FAN & S. HUANG : Structural Sensing for Bridges with Fiber Optic Technology in [14].
- [39] E. MIEHLICH: *Amorphe Metalle und ihr Einsatz in magnetoelastischen Kraftsensoren*, VDI Fortschrittberichte Nr. 391, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1994.
- [40] R.M. MOSS & S.L. MATTHEWS : In-Service Structural Monitoring - A State of the Art Review in *The Structural Engineer*, **73**, 23, 1995.
- [41] W. PODOLNY : Current Corrosion Protection Methods for Stay Cables in [25].
- [42] M. PÖPEL & C. FLOHRER: Combination of a Covermeter with a Radar System — an Improvement of Radar Application in Civil Engineering in [48].
- [43] F.S. ROSTÁSY: *Baustoffe*, Kohlhammer, Stuttgart, 1983.

- [44] F.S. ROSTÁSY : Zustandsbeurteilung und Ertüchtigung von Massivbauwerken - Möglichkeiten und Grenzen in *Bauwerksüberwachung im Ingenieur- und Industriebau*, VDI Berichte 1165, VDI-Verlag, 1994.
- [45] F.S. ROSTÁSY & P. WARNECKE : Anwendung der Lichtwellenleiter-Technik bei der Bauwerksüberwachung in *iBMB-Forschungsbericht*, TU Braunschweig, 1991.
- [46] H. SCHEEL & B. HILLEMEIER: The Capacity of the Remanent Magnetism Method to Detect Fractures of Steel in Tendons Embedded in Prestressed Concrete in [48].
- [47] G. SCHICKERT & D. SCHNITGER (HRSG.): *Zerstörungsfreie Prüfung im Bauwesen*, Tagungsbericht ZfP-Bau-Symposium, Berlin, 1985.
- [48] G. SCHICKERT & D. WIGGENHAUSER (HRSG.): *Non-Destructive Testing in Civil Engineering (NDT-CE)*, Int. Symposium, Berlin, 1995.
- [49] P. SCHIESSL & M. RAUPACH : Monitoring of Corrosion Risk for the Reinforcement of Bridges in *Third Int. Workshop on Bridge Rehabilitation*. Darmstadt, June 1992.
- [50] J. SEEKIRCHER: *Magnetoelastische Kraftsensoren mit amorphen Metallen*, VDI Fortschrittberichte Nr. 266, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1991.
- [51] SOCIETY FOR EXPERIMENTAL MECHANICS: *Non-Destructive Testing of Concrete in the Infrastructure*. Proc. 2nd Int. Conference, Nashville, June 1996.
- [52] E. VILLARY: Über die Änderung des magnetischen Moments, welche der Zug und das Hindurchleiten eines galvanischen Stroms in einem Stabe von Stahl oder Eisen hervorbringt in *Annalen der Physik und der Chemie*, **126**, 87, 1865.
- [53] WASSER- UND SCHIFFFAHRTSDIREKTION MITTE (HRSG.): *Edertalsperre 1994*. Herausgegeben aus Anlaß der Wiederherstellung der Staumauer, 1994.
- [54] R. WOLFF & H.J. MIESSLER : Application and experience with intelligent prestressing systems based on fiber composite materials in *FIP XIth International Congress on Prestressed Concrete*, Hamburg, 4.-9. Juni 1990.
- [55] R. WOLFF & H.-J. MIESELER : Experience with the monitoring of structures using optical fiber sensors in *FIP XIth International Congress on Prestressed Concrete*, Hamburg, 4.-9. Juni 1990.
- [56] R. WOLFF & H.-J. MIESELER: *Glass Fibre Prestressing System in Fiber-Reinforced-Plastic (FRP) Reinforcement for Concrete Structures: Properties and Applications*, ed. by A. NANNI, Elsevier Science Publishers B.V., 1993.

- [57] F.A. ZAHN & B. BITTERLI: Developments in Non-Destructive Stay Cable Inspection Methods in [25].
- [58] N.N. : ISIS Canada Network of Centres of Excellence in *FRP International*, Vol. III, No. 3, 1995.
- [59] N.N. : *Bauwerksüberwachung im Ingenieur- und Industriebau*. Tagung Düsseldorf Sept. 1994. VDI-Berichte 1165, VDI Verlag.
- [60] N.N. : *Erhaltung von Brücken, aktuelle Forschungsergebnisse*. SIA Dokumentation DO 129, SIA Zürich, März 1996.

# FACHGEBIETE UND ABTEILUNGEN

